



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Raúl CALDERÓN

le lundi 10 février 2014

Titre :

Modélisation des efforts aérodynamiques instationnaires pour la prévision du phénomène de tremblement sur des avions civils

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

M. Bertrand AUPOIX - Directeur de thèse

Jury :

M. Laurent JOLY - Président

M. Bertrand AUPOIX - Directeur de thèse

M. Jacques BOREE - Rapporteur

M. Stéphane MOREAU - Rapporteur

M. Benoît CALMELS

M. Christophe DAVID

M. Sébastien DECK

Mme Carole DESPRE-FLACHARD

Modélisation des efforts aérodynamiques instationnaires pour la prévision du phénomène de tremblement sur des avions civils

Résumé

Le tremblement est un phénomène qui touche diverses parties de l'avion, pouvant créer des problèmes de fatigue structurelle ou de confort et limiter l'enveloppe de vol. Il est par conséquent important de comprendre ce phénomène afin de mieux le prévoir. Quatre types de tremblement sont étudiés dans cette thèse, le tremblement de l'empennage horizontal, le tremblement intrados voilure, le tremblement de l'APF et le tremblement de l'extrados voilure. La première partie du mémoire détaille la physique de ces phénomènes à partir d'informations recueillies dans la littérature et de l'analyse de différentes campagnes d'essais en soufflerie. Cette partie met ainsi en évidence les caractéristiques instationnaires propres à chaque type de tremblement. La deuxième partie présente l'état de l'art sur la prévision du tremblement, permettant de montrer non seulement les défauts associés aux méthodes antérieures de modélisation mais également les avantages de l'utilisation de certains outils comme l'approche numérique pour mieux comprendre ces phénomènes. Finalement, la troisième partie présente le nouveau modèle semi-empirique basé sur les fonctions de cohérence et développé pour mieux représenter les phénomènes de tremblement étudiés. Une validation de ce modèle a été effectuée sur les différentes campagnes d'essais en soufflerie, donnant des résultats probants pour la plupart des phénomènes étudiés.

Mots clés : Tremblement, Instationnaire, Décollement, Aérodynamique, Effort instationnaire, Modélisation

Laboratoire de rattachement :

ONERA, Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique, 2 avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse cedex 4, France

Lieu d'exécution de la thèse CIFRE :

Airbus Operations S.A.S., Département d'Aérodynamique, 316 route de Bayonne, 31060 Toulouse cedex 9, France

Modelling unsteady aerodynamics forces for buffeting prediction on civil aircrafts

Abstract

The buffeting is a phenomenon that can affect various parts of the aircraft creating problems of structural fatigue or comfort as well as limiting the flight envelope. It is hence important to understand this phenomenon in order to be able to better predict it. Four types of buffeting are studied in this thesis, the horizontal tail plane buffeting, the wing lower surface buffeting, the APF buffeting and the wing upper surface buffeting. The first part of the thesis describes the physics of these phenomena based on the information collected in the literature and analysis of different wind tunnel test campaign data. This section highlights the unsteady characteristics of each buffeting phenomenon. The second part presents the state of the art of the buffeting prediction, showing not only the difficulties associated with previous modelling methods but also the benefits of the use of certain tools such as CFD to better understand these phenomena. Finally, the third part presents the new semi-empirical model based on coherence functions and developed to better predict the different types of buffeting. A validation of this model was performed on various wind tunnel tests campaigns giving very good results for most of the analysed phenomena.

Keywords : Buffeting, Unsteady, Flow separation, Aerodynamic, Unsteady force, Modelling

Affiliated laboratory :

ONERA, Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique, 2 avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse cedex 4, France

Location where the PhD was achieved :

Airbus Operations S.A.S., Aerodynamic department, 316 route de Bayonne, 31060 Toulouse cedex 9, France

REMERCIEMENTS

Cette thèse s'est réalisée dans le cadre d'un contrat CIFRE, en collaboration avec Airbus et l'ONERA, au cours de laquelle j'ai pu côtoyer diverses personnalités tant dans le milieu industriel que dans le milieu de la recherche. Je souhaiterais ainsi adresser mes remerciements à toutes ces personnes ayant contribué de manière directe ou indirecte à l'aboutissement de mes travaux.

Je tiens donc tout d'abord à remercier **Mrs. Olivier Coudray** et **Jean-Baptiste Leterrier** pour m'avoir donné cette opportunité de faire ma thèse au sein du service Aérodynamique d'Airbus ainsi que pour la confiance accordée tout au long de ces trois années de travail.

Je tiens également à remercier **M. Bertrand Aupoix** pour avoir été mon directeur de thèse et pour m'avoir fait profiter de sa vision globale de la problématique traitée dans ce mémoire. Ses qualités d'encadrement, tant scientifiques qu'humaines ainsi que sa disponibilité et sa rigueur ont été des facteurs déterminant qui ont contribué à l'aboutissement de ce mémoire.

Je souhaite remercier tout particulièrement **M. Christophe David**, qui m'a permis avec son expérience et ses compétences techniques d'approfondir mes connaissances en matière de traitement du signal et en aérodynamique instationnaire. Je remercie de même **M. Benoit Calmels** pour avoir accepté d'encadrer cette thèse ainsi que pour son soutien tout au long des travaux effectués.

Je remercie également **Mrs. Jacques Borée** et **Stéphane Moreau** pour avoir accepté de rapporter sur ce mémoire ainsi que pour leur lecture minutieuse et éclairée. J'associe à ces remerciements **M. Laurent Joly**, **Mme Carole Despré** et **M. Sébastien Deck** pour avoir accepté de faire partie du jury et pour leurs remarques avisées.

Je remercie finalement tous mes collègues du service d'aérodynamique d'Airbus pour leur accueil chaleureux ainsi que pour leur support tout au long de ces trois années passées.

Table des matières

REMERCIEMENTS	v
NOTATIONS	xxi
INTRODUCTION	1
I PHYSIQUE DU TREMBLEMENT	5
1 Description générale du phénomène physique	7
1.1 Catégories de tremblement sur un avion	7
1.1.1 Tremblement sur l'empennage horizontal (ou l'HTP)	7
1.1.2 Tremblement intrados voilure	8
1.1.3 Tremblement de l'APF (Aft pylon fairing)	9
1.1.4 Tremblement extrados voilure	9
1.2 Caractérisation du tremblement	10
1.2.1 Généralités	10
1.2.2 Décollement de la couche limite	10
1.2.3 Couche de mélange	12
1.2.4 Interaction onde de choc/couche limite	13
1.2.5 Couplage fluide/structure	18
1.2.6 Méthode de transposition soufflerie/avion réel	19
2 Analyse des cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite	23
2.1 Tremblement sur l'empennage horizontal	23
2.1.1 Bases de données expérimentales	23
2.1.2 Physique du phénomène	24
2.1.3 Analyse des données instationnaires	26
2.2 Tremblement sur l'intrados voilure	29
2.2.1 Bases de données expérimentales	29
2.2.2 Physique du phénomène	30
2.2.3 Analyse des données instationnaires	31
2.3 Tremblement sur l'APF	37
2.3.1 Bases de données expérimentales	37
2.3.2 Physique du phénomène	38
2.3.3 Analyse des données instationnaires	39

3	Analyse d'un cas de tremblement avec interaction onde de choc/couche limite	49
3.1	Bases de données expérimentales	49
3.1.1	Campagne CAT3D	49
3.1.2	Campagne FLIRET	50
3.1.3	Campagne AVERT	52
3.1.4	Campagne ARW-2	53
3.2	Physique du phénomène	55
3.2.1	Définitions préliminaires	55
3.2.2	Etat de l'art du tremblement bidimensionnel	57
3.2.3	Etat de l'art du tremblement tridimensionnel	66
3.2.4	Différence entre les écoulements du tremblement extrados 2D et 3D	79
3.2.5	Analyse des données instationnaires	80
II	ETAT DE L'ART SUR LA PRÉVISION DU TREMBLEMENT	97
4	Etude du tremblement à partir de méthodes empiriques	99
4.1	Méthodes basées sur des mesures stationnaires	99
4.1.1	Méthode des cassures	99
4.1.2	Méthode basée sur les accélérations	101
4.1.3	Méthode basée sur la divergence de la pression au bord de fuite	101
4.2	Méthodes basées sur des mesures instationnaires	101
4.2.1	Méthode basée sur les charges instationnaires	101
4.2.2	Méthode basée sur le coefficient de tremblement	102
4.2.3	Méthodes basées sur les pressions instationnaires	103
5	Étude du tremblement à partir de données numériques	113
5.1	Description des cas-test	113
5.2	Description des méthodes de calcul	116
5.2.1	Approche RANS/URANS	116
5.2.2	Approche Hybride	117
5.3	Études basées sur des calculs stationnaires	117
5.3.1	Étude bidimensionnelle	118
5.3.2	Étude tridimensionnelle	120
5.4	Études basées sur des calculs instationnaires	124
5.4.1	Étude bidimensionnelle	124
5.4.2	Étude tridimensionnelle	128
III	MODÉLISATION DU TREMBLEMENT	135
6	Développement d'un nouveau modèle pour des cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite	137
6.1	Motivations	137
6.2	Description de la méthode de modélisation	138
6.3	Avantages du nouveau modèle	140
6.4	Processus de validation du modèle	140
6.5	Application du nouveau modèle à des cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite	140
6.5.1	Validation du modèle sur l'HTP	141
6.5.2	Validation du modèle sur l'intrados voilure	148

6.5.3	Validation du modèle sur l'APF	156
7	Extension du nouveau modèle à des cas de tremblement avec interaction onde de choc/couche limite	167
7.1	Hypothèses de modélisation	167
7.1.1	Hypothèse n°1 : La région du choc et la région décollée sont considérées comme indépendantes l'une de l'autre	167
7.1.2	Hypothèse n°2 : Les cohérences et déphasages en envergure entre les capteurs dans la région du choc ont des valeurs nulles	169
7.1.3	Hypothèse n°3 : Les déphasages entre les capteurs dans la région du choc ont des valeurs nulles en corde	172
7.1.4	Hypothèse n°4 : Les déphasages entre les capteurs dans la région du décollement ont des valeurs nulles en corde	172
7.2	Modélisation des efforts à l'intérieur de la zone décollée	172
7.3	Validation du modèle à l'intérieur de la zone décollée	177
7.4	Analyse de sensibilité des efforts à l'intérieur de la zone décollée	190
7.5	Modélisation des efforts à l'intérieur de la zone du choc	195
7.6	Validation de la méthode dans la zone du choc	215
7.6.1	Validation de la modélisation des cohérences dans la région du choc	215
7.6.2	Validation de la méthode de modélisation des RMS de pression du choc	220
7.6.3	Validation de la modélisation complète sur toute la zone du choc	224
7.7	Validation de la méthode complète sur tout l'extrados voilure	230
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	233
	RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	239
	ANNEXES	245
A	Outil de traitement du signal pour l'étude du phénomène de tremblement	247
A.1	Définitions préliminaires	247
A.1.1	Décomposition de Reynolds	247
A.1.2	Transformée de Fourier	247
A.1.3	Espérance mathématique	247
A.1.4	Moyenne quadratique	248
A.2	Outils mathématiques utilisés pour l'étude du phénomène de tremblement	248
A.2.1	La densité spectrale de puissance (notée PSD)	248
A.2.2	La densité spectrale croisée (notée CSD)	248
A.2.3	La fonction de Cohérence (notée γ_{XY})	249
B	Installation des capteurs de pression instationnaire	251
B.1	Différents types de capteurs de pression instationnaire	251
B.1.1	Capteurs KULITE	251
B.1.2	Capteurs PCB	252
B.1.3	Microphone	252
B.1.4	Capteurs de microsystèmes électromécaniques (MEMS)	252
B.2	Principaux paramètres influençant les mesures de pression instationnaire	253
B.2.1	Méthode d'installation des capteurs	253
B.2.2	Tube de contre-pression	254

B.2.3	Type de capteur utilisé	255
B.2.4	Sensibilité des capteurs	255
B.2.5	Données d'acquisition	255
B.3	Bonnes pratiques pour l'installation des capteurs de pression et acquisition des données	256
B.3.1	Installation du capteur de pression	256
B.3.2	Données d'acquisition	258
B.3.3	Exigences supplémentaires (en option)	259
B.3.4	Résumé	259
C	Analyse des efforts modélisés à l'intérieur de la zone décollée pour les campagnes AVERT et FLIRET	261
D	Article publié dans le <i>Journal of Applied mechanics and materials</i> et présenté à la conférence ICMAE 2012, Paris (France)	267
E	Article présenté à la conférence IFASD 2012, Bristol (Angleterre)	273

Table des figures

1.1	Visualisation de l'écoulement pour un cas de tremblement HTP	8
1.2	Visualisation de l'écoulement pour un cas de tremblement intrados voilure	8
1.3	Visualisation de l'écoulement pour un cas de tremblement extrados voilure	9
1.4	Visualisation de l'écoulement pour un cas de tremblement extrados voilure	10
1.5	Lignes de courant et surfaces pour trois types de décollement tridimensionnel (Yates et Chapman, 1992)	11
1.6	Schéma d'un spectre de pression à l'intérieur d'un décollement	12
1.7	Schéma d'une couche de mélange	12
1.8	Ombroscopie d'une couche de mélange (Brown et Roshko, 1974)	13
1.9	Cas d'une faible interaction onde de choc/couche limite (Green, 1970)	14
1.10	Cas d'une interaction moyenne onde de choc/couche limite (Atkin et Squire, 1992)	15
1.11	Cas d'une interaction forte onde de choc/couche limite (Seddon, 1960)	16
1.12	Etude de l'influence de la flèche en écoulement transsonique (Schmitt et Manie, 1979)	17
1.13	Spectres de pression (en rouge) et d'accéléromètre (en noir) à gauche et spectre de pression pour différentes conditions à droite (Vezin, 2011)	19
1.14	Représentation spectrale générique de l'excitation de tremblement selon Owen (Owen, 1958)	20
2.1	Surface décollée sur l'empennage horizontal de la campagne HTP n°1	24
2.2	PSD de pression dans la direction de la corde pour un cas de tremblement HTP	26
2.3	PSD de pression dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement HTP	26
2.4	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de la corde pour un cas de tremblement HTP	27
2.5	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement HTP	28
2.6	Critère de détermination de la direction de propagation (phase positive ou négative)	28
2.7	Vitesses de propagation déterminées à partir de différents couples de capteurs de pression situés le long de l'axe longitudinal	29
2.8	Surface décollée sur l'intrados voilure de la campagne intrados n°1	31
2.9	PSD de pression dans la direction de la corde pour un cas de tremblement intrados voilure	32
2.10	PSD de pression dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement intrados voilure	32
2.11	Contours de RMS de pression sur l'intrados voilure de chaque campagne	33
2.12	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de la corde pour un cas de tremblement intrados voilure	34
2.13	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement intrados voilure	35
2.14	Grille de capteurs de pression instationnaire de la campagne intrados n°1	36

2.15	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de la corde pour un cas de tremblement HTP avec des capteurs montés en cavité	36
2.16	Phases de vol analysées durant l'essai	37
2.17	Phases de vol analysées durant l'essai	38
2.18	Couche de mélange sur l'APF de la campagne APF n°1	39
2.19	Visualisation de la couche de mélange sur l'APF de la campagne APF n°1 (à gauche) et la campagne n°2 (à droite)	39
2.20	PSD de pression suivant l'axe longitudinal de l'APF (campagne APF n°1)	40
2.21	PSD de pression suivant l'axe transverse de l'APF (campagne APF n°2)	40
2.22	Contour PSD pour les deux campagnes d'essais APF	41
2.23	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs suivant l'axe longitudinal pour un cas de tremblement APF	42
2.24	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs suivant l'axe transverse pour un cas de tremblement APF	42
2.25	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre le capteur n°35 et les capteurs n°34, n°36, n°37, n°7, n°9, n°10 et n°13 pour un cas de tremblement APF	43
2.26	Contours de cohérence mettant en évidence la présence de phénomènes parasites en dehors de la couche de mélange	44
2.27	Contours de cohérence tracés à partir de capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange	44
2.28	Vitesse de propagation adimensionnée calculée à partir des capteurs de pression instationnaire	46
2.29	PSD de pression de différents capteurs de pression instationnaire situés dans la zone de la couche de mélange	47
3.1	Photo de la maquette CAT3D	49
3.2	Instrumentation de la maquette CAT3D	50
3.3	Photo de la maquette FLIRET	51
3.4	Instrumentation de la maquette FLIRET (Angeli, 2006)	51
3.5	Instrumentation de la maquette AVERT	52
3.6	Instrumentation de la maquette ARW	54
3.7	Méthode de détermination de la zone du choc	56
3.8	Méthode de détermination de la zone de décollement	57
3.9	Evolution du décollement selon le modèle A ou B de Pearcey (Pearcey <i>et al.</i> , 1968)	58
3.10	Classification de Mundell et Mabey (Mundell et Mabey, 1986)	58
3.11	Profil symétrique avec les conditions amont suivantes : $Ma=0,71$, $Re=12,5$ million, incidence $\alpha=5^\circ$ (Soda, 2009)	60
3.12	Mécanismes d'oscillation auto-entretenu (Lee, à gauche et Tijdemann à droite)	61
3.13	Mécanisme proposé par Crouch	62
3.14	Limite de tremblement déterminée par le modèle de Crouch (à gauche) et courbes de C_f tracées à partir des données obtenues sur l'extrados de la voilure (à droite) (Crouch <i>et al.</i> , 2008)	63
3.15	Influence de l'angle d'incidence sur la fréquence de tremblement pour le profil RA16SC1 (Benoît, 1986)	64
3.16	Effet du nombre de Reynolds pour un cas de tremblement 2D	65
3.17	Influence de la position de la transition sur l'apparition du tremblement (Séraudie <i>et al.</i> , 1987). TN désigne la transition naturelle et TD la transition déclenchée	66
3.18	Evolution du décollement sur une voilure	67
3.19	Evolution de la forme de l'onde de choc pour différentes campagnes d'essais	69

3.20	Visualisation en point pallier des mini-fils de laine de la campagne CAT3D (Despré, 2001)	70
3.21	Comparaison des spectres de la position du choc avec le spectre des fluctuations de pression pour les capteurs situés sur différentes sections de l'extrados voilure de la campagne CAT3D	70
3.22	Influence d'un mouvement par crêneaux des déflecteurs sur l'oscillation du choc de la campagne CAT3D	71
3.23	Ligne de courant et direction de propagation des instationnarités sur l'extrados voilure	72
3.24	Modes d'instabilité de l'onde de choc	73
3.25	Mécanisme de l'oscillation de l'onde de choc	74
3.26	Spectre de pression pour trois angles d'incidence (Vallée et Courty, 2004)	75
3.27	Présentation schématique des effets sur l'extrados voilure de différents paramètres . .	76
3.28	Spectre de pression pour deux nombres de Mach distincts	77
3.29	Cas d'un tremblement 2D	80
3.30	Cas d'un tremblement 3D	81
3.31	PSD de pression dans la région du choc (section interne : première ligne, section centrale : deuxième ligne et section externe : troisième ligne)	81
3.32	PSD de pression (normalisées) dans la région du choc (section interne : première ligne, section centrale : deuxième ligne et section externe : troisième ligne)	82
3.33	Superposition des PSD en utilisant l'adimensionnement classique en fréquence et en amplitude	83
3.34	Superposition des PSD en utilisant comme nouvelle longueur de référence celle définie par Lee (Lee, 2001)	84
3.35	Superposition des PSD en utilisant comme nouvelle longueur de référence celle définie dans l'équation (3.6)	85
3.36	PSD de pression dans la région du décollement le long de la corde (section interne : première ligne, section centrale : deuxième ligne et section externe : troisième ligne) .	86
3.37	PSD de pression dans la région du décollement le long de l'envergure	87
3.38	Contours de cohérences suivant les trois sections longitudinales	87
3.39	Contours de cohérence suivant les trois sections longitudinales avec pour référence le capteur situé sur la section externe de l'aile au niveau du choc (croix rouge)	89
3.40	Contours de cohérence suivant les trois sections longitudinales avec pour référence le capteur situé sur la section centrale de l'aile au niveau du choc (croix rouge)	90
3.41	Contours de cohérence suivant les trois sections longitudinales avec pour référence le capteur situé sur la section interne de l'aile au niveau du choc (croix rouge)	90
3.42	Contours de cohérence suivant la section en envergure avec pour référence le capteur situés sur le choc de chaque section	91
3.43	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la zone du choc et dans la direction de la corde pour un cas de tremblement extrados voilure	92
3.44	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la zone du choc et dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement extrados voilure	92
3.45	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de la corde pour un cas de tremblement extrados voilure	93
3.46	Directions de propagation des instationnarités sur une section de l'extrados d'une aile	94
3.47	Calcul du déphasage entre deux signaux se propageant en direction opposée	95
3.48	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs situés le long de l'axe transverse pour un cas de tremblement extrados voilure	95

3.49	Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la zone du décollement et dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement extradors voilure	96
4.1	Définition des cassures pour la modélisation du tremblement (John, 1974)	100
4.2	Détection du tremblement via la vibration de siège pilote	102
4.3	Définition des coefficients de tremblement (Mabey, 1971)	103
4.4	Schéma de la méthode de prévision des charges du tremblement sur un avion en vol (Havas, 2010)	104
4.5	Description du modèle de corrélation développé par Soumillon	106
4.6	Étapes pour l'interpolation de l'amplitude	107
4.7	Coefficient de corrélation de la méthode Soumillon pour un cas de tremblement intrados voilure (Havas, 2010)	108
4.8	Comparaison des cohérences entre le modèle de corrélation (courbe bleue) et les données expérimentales (courbe noire) le long de la corde (Havas, 2010)	109
4.9	Comparaison des phases entre le modèle de corrélation (courbe bleue) et les données expérimentales (courbe noire) le long de la corde (Havas, 2010)	109
4.10	Description du modèle proposé par Jimenez (Jimenez et Renard, 1997)	110
5.1	Courbes des coefficients de pression (à gauche) et de frottement (à droite) obtenues sur le profil OAT15A(Thiery, 2005)	118
5.2	Courbes C_p pour trois maillages différents (Soda, 2009) obtenues sur le profil NLR7301	119
5.3	Courbes C_p (à gauche) et de frottement (à droite) obtenues sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)	120
5.4	Distributions de pression surfaciques du modèles Spalart-Allmaras pour quatre sections en envergure différentes de l'aile OAT15A en écoulement tridimensionnel (Bézard <i>et al.</i> , 2009)	120
5.5	Lignes de frottement obtenues sur l'aile OAT15A : Spalart-Allmaras (à gauche) et expérimentales (à droite) (Bézard <i>et al.</i> , 2009)	121
5.6	Lignes de frottement obtenus sur l'aile OAT15A : $k - \omega$ de Wilcox (à gauche) et observés (à droite) (Bézard <i>et al.</i> , 2009)	121
5.7	Distributions de pression surfaciques des modèles de Spalart-Allmaras, $k - \omega$ SST1, SST2, SST3 pour quatre sections en envergure différentes de l'aile OAT15A (Bézard <i>et al.</i> , 2009)	122
5.8	Distributions de pression surfacique des modèles KKL "standard" et KKL EARSMS suivant trois sections différentes en envergure de l'aile OAT15A (Bézard <i>et al.</i> , 2009)	123
5.9	Courbes de C_z pour deux configurations différentes en fonction du temps obtenues sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)	124
5.10	Courbes de C_p (à gauche), de fluctuations de pression RMS (au centre) et de spectres de pression (à droite) obtenues sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)	125
5.11	Courbes d'évolution C_z et C_x pour le modèle $k - \omega$ Wilcox (à gauche) et $k - \omega$ SST (à droite) obtenues sur le profil OAT15A (Bézard <i>et al.</i> , 2009)	125
5.12	Comparaison des courbes C_p entre maillage à configuration "inf" (à gauche) et maillage à configuration "conf" (à droite) sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)	126
5.13	Comparaison des pressions RMS entre maillage à configuration "inf" (à gauche) et maillage à configuration "conf" (à droite) sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)	127
5.14	Comparaison des courbes C_p (à gauche) et RMS de pression (à droite) entre les méthodes DES et ZDES sur le profil OAT15A(Deck, 2005)	127
5.15	Comparaison des spectres de pression entre la méthode DES et ZDES pour différentes section en corde (Deck, 2005)	128

5.16	Evolution des coefficients de portance sur l'aile OAT15A pour le modèle $k-\omega$ Wilcox (à gauche) et Spalart-Allmaras, $k-\omega$ SST1 et SST3 de Menter (à droite) (Bézard <i>et al.</i> , 2009)	129
5.17	Distributions de pression surfaciques sur l'aile OAT15A des modèles $k-\omega$ SST1 et SST3 pour quatre sections en envergure différentes (Bézard <i>et al.</i> , 2009)	130
5.18	Distributions de pression sur deux sections en envergure dans la zone décollée de l'aile OAT15A. Expérience (en noir), ZDES (en rouge) et SA (en bleu) (Brunet et Deck, 2008)	131
5.19	Distribution RMS de pression pour deux sections en envergure dans la zone décollée de l'aile OAT15A. Expérience (en noir), ZDES (en rouge) (Brunet et Deck, 2008)	131
5.20	Spectres de pression pour deux sections d'envergure de l'aile OAT15A. Expérience (en noir), ZDES (en bleu) (Brunet et Deck, 2008)	132
5.21	Visualisation des ondes de pression pour la section $y/b=60\%$ (à gauche) et le long de l'envergure (à droite) autour de l'aile OAT15A (Brunet et Deck, 2008)	132
6.1	Comparaison des PSD de pression modélisées et expérimentales pour les deux campagnes HTP	141
6.2	Coefficients de Corcos calculés pour la campagne HTP n°1	142
6.3	Comparaison entre les coefficients de Corcos des différentes campagnes	143
6.4	Comparaison des cohérences entre différents couples de capteurs pour deux campagnes HTP	144
6.5	Comparaison des déphasages entre différents couples de capteurs pour les deux campagnes HTP	145
6.6	Comparaison des CSD (partie réelle) entre différents couples de capteurs pour les deux campagnes HTP	146
6.7	Comparaison des CSD (partie imaginaire) entre des couples de capteurs des différentes campagnes HTP	147
6.8	Comparaison des PSD d'efforts pour les deux campagnes HTP	148
6.9	Comparaison des PSD de pression modélisées et expérimentales pour les deux campagnes intrados voilure	149
6.10	Comparaison des coefficient de Corcos pour la campagne intrados voilure n°1	150
6.11	Comparaison des cohérences entre les différents couples de capteurs sur les campagnes d'essais intrados voilure	151
6.12	Comparaison des phases entre les différents couples de capteurs pour les deux campagnes d'essais intrados voilure	152
6.13	Comparaison des CSD (partie réelle) entre les différents couples de capteurs pour les deux campagnes d'essais intrados voilure	153
6.14	Comparaison des CSD (partie imaginaire) entre les différents couples de capteurs pour les deux campagnes d'essais intrados voilure	154
6.15	Comparaison des PSD d'efforts entre les différents couples de capteurs sur les campagnes d'essais intrados voilure	155
6.16	Comparaison des PSD de pression modélisées et expérimentales pour les deux campagnes d'essais APF	157
6.17	Comparaison des vitesses de propagation calculée à partir des capteurs de pression instationnaire	158
6.18	Coefficient de Corcos calculés à partir des capteurs de pression instationnaire	159
6.19	Comparaison des cohérences entre les capteurs de pression sur les campagnes d'essais APF	160
6.20	Comparaison des déphasages entre les capteurs de pression pour les deux campagnes d'essais APF	161

6.21	Comparaison des CSD (partie réelle) entre les capteurs de pression pour les deux campagnes d'essais APF	162
6.22	Comparaison des CSD (partie imaginaire) entre les capteurs de pression pour les deux campagnes d'essais APF	163
6.23	Comparaison des PSD d'efforts entre les capteurs de pression sur les campagnes d'essais APF	164
7.1	Méthode de calcul des efforts aérodynamiques avec la méthode d'indépendance . . .	168
7.2	Contribution des efforts de la zone décollée et de la zone du choc sur l'effort global .	170
7.3	Comparaison des efforts globaux entre la méthode des régions indépendantes et la méthode des régions dépendantes	171
7.4	Erreur relative en RMS d'effort sur les trois campagnes d'essais	172
7.5	Schéma de modélisation à l'intérieur de la zone décollée	173
7.6	Calcul des coefficients de Corcos à partir de quelques couples de capteurs à l'intérieur de la zone décollée	174
7.7	Schéma d'une grille de capteurs à l'intérieur de la zone décollée	175
7.8	Capteurs diagonaux à l'intérieur de la zone décollée	176
7.9	Modélisation des vitesses de propagation suivant l'envergure	177
7.10	Instrumentation de référence utilisée dans la campagne CAT3D	178
7.11	PSD de pression suivant la corde (Campagne CAT3D)	179
7.12	PSD de pression suivant l'envergure (Campagne CAT3D)	180
7.13	Cohérences entre les capteurs suivant la corde (Campagne CAT3D)	181
7.14	Cohérences entre les capteurs suivant l'envergure (Campagne CAT3D)	182
7.15	Cohérences entre les capteurs diagonaux (Campagne CAT3D)	183
7.16	Déphasages entre les capteurs suivant la corde (Campagne CAT3D)	184
7.17	Déphasages entre les capteurs suivant l'envergure (Campagne CAT3D)	185
7.18	Déphasages entre les capteurs diagonaux (Campagne CAT3D)	186
7.19	CSD entre les capteurs suivant la corde (Campagne CAT3D)	187
7.20	CSD entre les capteurs suivant l'envergure (Campagne CAT3D)	188
7.21	Comparaison de la partie imaginaire des CSD entre les capteurs des trois cas d'étude suivant la corde (Campagne CAT3D)	189
7.22	PSD d'effort instationnaire (Campagne CAT3D)	190
7.23	Capteurs de référence utilisés pour l'étude de sensibilité dans la zone de décollement (Campagne CAT3D)	191
7.24	Comparaison des PSD de pression des trois cas d'étude suivant la corde (Campagne CAT3D)	192
7.25	Comparaison des cohérences entre les capteurs des trois cas d'études suivant la corde (Campagne CAT3D)	193
7.26	Comparaison de la partie réelle des CSD entre les capteurs des trois cas d'étude suivant la corde (Campagne CAT3D)	194
7.27	Comparaison des PSD d'effort des trois cas d'études suivant la corde (Campagne CAT3D)	195
7.28	Erreur relative en RMS d'effort des trois cas d'études	195
7.29	Schéma de modélisation à l'intérieur de la zone du choc	196
7.30	Evolution des RMS de pression dans la zone du choc	196
7.31	RMS de pression en corde suivant les trois sections (Campagne CAT3D)	198
7.32	RMS de pression en pied de choc suivant les trois sections (Campagne CAT3D) . . .	199
7.33	RMS de pression en pied de choc suivant les trois sections pour deux nombre de Mach différent (Campagne CAT3D)	200
7.34	RMS de pression en pied de choc toutes sections confondues (Campagne CAT3D) . .	200
7.35	RMS de pression en corde suivant les trois sections (Campagne ARW-2)	201

7.36	RMS de pression en pied de choc suivant les trois sections (Campagne ARW-2) . . .	202
7.37	RMS de pression en pied de choc suivant les trois sections tous points d'essais confondus (Campagne ARW-2)	203
7.38	RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence (Campagne CAT3D)	204
7.39	RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence pour Mach=0,80 et Mach=0,82 (Campagne CAT3D)	205
7.40	RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence toutes sections confondues (Campagne CAT3D)	205
7.41	RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence (Campagne ARW-2)	206
7.42	RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence tous points d'essais confondus (Campagne ARW-2)	207
7.43	Étude du saut de pression δP en fonction des RMS de pression en pied de choc . . .	208
7.44	Étude de différents paramètres en fonction des RMS de pression en pied de choc . . .	209
7.45	Étude du saut de pression δP en fonction des RMS de pression en pied de choc . . .	210
7.46	Étude de différents paramètres en fonction des RMS de pression en pied de choc . . .	211
7.47	Évolution des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc	212
7.48	Loi d'évolution des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc	213
7.49	Calcul des coefficients de Corcos à l'intérieur de la zone du choc à partir de différents couples de capteur	214
7.50	Coefficient de Corcos à l'intérieur de la zone du choc	214
7.51	Capteurs de référence utilisés dans la modélisation des cohérences dans la zone du choc	215
7.52	PSD de pression expérimentales utilisées dans la validation des cohérences dans la région du choc	216
7.53	Comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes de modélisation	217
7.54	Modélisation des phases entre les capteurs à l'intérieur de la zone du choc	218
7.55	Comparaison des parties réelles des CSD de pression obtenues avec les deux méthodes de modélisation	219
7.56	Modélisation de la partie imaginaire des CSD entre les capteurs à l'intérieur de la zone du choc	220
7.57	Comparaison des efforts aérodynamiques instationnaires obtenus dans la région du choc avec les deux méthodes de modélisation	221
7.58	Erreur relative des RMS d'effort pour les deux méthodes	221
7.59	Instrumentation utilisée pour la modélisation des efforts à l'intérieur du choc	222
7.60	Modélisation des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc à partir de la méthode n°1	223
7.61	Modélisation des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc à partir de la méthode n°2	224
7.62	Erreur relative des RMS d'effort pour les deux méthodes	224
7.63	PSD de pression modélisées en utilisant l'instrumentation de la figure 7.59 (b)	225
7.64	Cohérences modélisées entre les capteurs	226
7.65	Déphasages modélisés entre les capteurs	227
7.66	Partie réelle des CSD de pression modélisées	228
7.67	PSD d'effort calculées à l'intérieur de la zone du choc	229
7.68	Erreur relative des RMS d'effort pour les deux méthodes	230
7.69	Cas de validation du modèle complet sur l'extrados voilure	230
7.70	Calcul des PSD d'effort global sur l'extrados voilure	231
7.71	Erreur relative des RMS d'effort pour les deux cas	231
B.1	Différents types de capteurs	253
B.2	Deux méthodes d'installation du capteur	254
B.3	Montage du capteur de pression PCB	257

B.4	Montage du capteur de pression Kulite	258
C.1	Capteurs de référence utilisés pour l'étude de sensibilité dans la zone de décollement	261
C.2	Comparaison des PSD de pression des trois cas d'étude suivant la corde	262
C.3	Comparaison des cohérence des trois cas d'étude suivant la corde	263
C.4	Comparaison des parties réelles des CSD de pression des trois cas d'étude suivant la corde	263
C.5	Comparaison des parties imaginaires des CSD de pression des trois cas d'étude suivant la corde	264
C.6	Comparaison des PSD d'effort des trois cas d'étude suivant la corde	264
C.7	Comparaison des erreurs relatives en RMS d'effort des trois cas d'étude	265

Liste des tableaux

3.1	Dimensions de la maquette CAT3D	49
3.2	Conditions d'essai de la campagne CAT3D	50
3.3	Conditions d'essai de la campagne FLIRET	51
3.4	Conditions d'essai de la campagne AVERT	53
3.5	Conditions d'essai de la campagne ARW	54
3.6	Comparaison des résultats obtenus entre le modèle de Lee et les données expérimentales (Lee, 1990)	62
4.1	Critère d'accélération défini par Bore (Bore, 1962)	101
4.2	Critère de tremblement pour un avion de combat (à gauche) et un avion de transport (à droite) (Bore, 1962)	102
5.1	Condition d'écoulement du cas-test OAT15A bidimensionnel	114
5.2	Condition d'écoulement du cas-test OAT15A tridimensionnel	114
5.3	Condition d'écoulement des cas-tests RAE2822	114
5.4	Condition d'écoulement du cas-test NLR7301	115
5.5	Condition d'écoulement du cas-test RA16SC1	115
5.6	Condition d'écoulement du cas-test BGK n°1	116
5.7	Comparaison des fréquences et amplitudes du coefficient de portance	126
5.8	Fréquences obtenues pour deux modèles de turbulence (Goncalves <i>et al.</i> , 2003) . . .	127
7.1	Conditions d'essai de la campagne CAT3D	212

NOTATIONS

Alphabet latin

A_0, A_1	Constantes dépendantes des pulsations caractéristiques de la structure
a_p	Vitesse de propagation d'une onde de pression convectée
a_u	Vitesse des ondes acoustiques
B	Intensité du tremblement
b	Envergure du profil
$[C]$	Matrice d'amortissement structural
$[C']$	Matrice d'amortissement structural dans le vent
C_a	Surface de décollement sur une section en envergure
C_B	Coefficient de l'effort aérodynamique du tremblement
C'_B	Coefficient de l'effort aérodynamique du tremblement adimensionné
C''_B	Coefficient de l'effort aérodynamique du tremblement adimensionné selon Mabey
C_{B0}	Coefficient initial de l'effort aérodynamique du tremblement
C'_{B0}	Coefficient initial de l'effort aérodynamique du tremblement adimensionné
C_{Bi}	Coefficient de tremblement selon Proksch
C_p	Coefficient de pression
$C_{P,TE}$	Coefficient de pression au bord de fuite
C_s	Longueur de décollement en corde
C_v	Coefficient de tremblement de Proksch adapté au bulbe
C_x	Coefficient de traînée
C_z	Coefficient de portance
C_{zmax}	Coefficient de portance maximal
c	Corde
\bar{c}	Corde aérodynamique moyenne
c_0, c_1	Coefficients pour intégrer l'influence du nombre de Mach dans le coefficient de tremblement
df	Pas fréquentiel en essai
df_v	Pas fréquentiel transformé en vol
dt	Pas de temps en essai
dt_v	Pas de temps transposé au vol
$F(n)$	Contribution aux fluctuations de pression pour une fréquence
F_{exci}	Effort aérodynamique exciteur
$F_{aeroinduite}$	Effort aérodynamique induit
f	Fréquence
K	Constante de proportionnalité
$[K]$	Matrice de raideur
$[K']$	Matrice de raideur dans le vent
L_{ref}	Longueur de référence

$[M]$	Matrice de masse
Ma	Nombre de Mach
Ma_{loc}	Nombre de Mach local
n	Nombre de Strouhal
P_i	Pression génératrice de l'écoulement
P_{dyn}	Pression dynamique
P_t	Pression totale
p	Pression statique
\bar{p}	Valeur RMS des fluctuations de pression
$q(p)$	Intégrale de la matrice des vecteurs propres de la structure au sol
Re	Nombre de Reynolds
S	Surface de la voilure
S_i	Surface attribuée au capteur i pour calculer la PSD d'effort
T	Durée d'un signal
T_i	Température génératrice de l'écoulement
T_t	Température totale
t	Temps
U_i	Vitesse de l'écoulement i
u	Vecteur des degrés de liberté
$V_{A/C}$	Vitesse de l'avion
V_∞	Vitesse à l'infini amont
V_p	Vitesse de propagation des instationnarités dans l'écoulement
V_{19}	Vitesse du jet d'air froid issu de la soufflante
W	Poids de l'avion
x	Coordonnée longitudinale
x_{choc}	Position de l'onde de choc
x/c	Position relative le long de l'axe longitudinale sur la surface de l'avion (voilure, empennage horizontal)
y	Coordonnée transversale
y/b	Position relative le long de l'axe transverse sur la surface de l'avion (voilure, empennage horizontal)
z	Déplacement vertical

Alphabet grec

α	Angle d'incidence de l'avion
α_{c_i}	Coefficient de Corcos longitudinal
β_{c_i}	Coefficient de Corcos transversal
$[\beta]$	Matrice de l'amortissement structural généralisée dans la base modale
$\Delta C_{P,TE}$	Divergence de la pression moyenne au bord de fuite
ΔC_z	Perte de portance
Δx	Distance entre les capteurs le long de l'axe longitudinal
Δy	Distance entre les capteurs le long de l'axe transverse
Δf	Plage de fréquence
δP	Saut de pression dû au choc
δ_w	Épaisseur de vorticité
ϵ	Plage de fréquence adimensionnée pour mesurer les fluctuations de pression
η	Position en envergure adimensionnée

η_r	Position relative de l'emplanture
γ	Cohérence
$[\gamma]$	Matrice de raideur généralisée dans la base modale
$[\mu]$	Matrice de masse généralisée dans la base modale
ν	Viscosité cinématique du fluide
ρ	Masse volumique
$[\phi]$	Matrice des vecteurs propres de la structure au sol
$\phi_{i,j}$	Déphasage entre deux signaux

Acronymes

<i>AoA</i>	Angle of Attack
<i>APF</i>	Aft Pylon Fairing
<i>ARW</i>	Aeroelastic Research Wing
<i>AVERT</i>	Aerodynamic Validation of Emission Reducing Technologies
<i>CAT3D</i>	Contrôle Aérodynamique du Tremblement tridimensionnel
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>CSD</i>	Cross Spectral Density
<i>DES</i>	Detached Eddy Simulation
<i>DLR</i>	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
<i>DNS</i>	Direct Numerical Simulation
<i>DNW</i>	Deutsch-Niederländischer Windkanal
<i>DTP</i>	Démonstration Technique Probatoire
<i>EASA</i>	European Aviation Safety Agency
<i>ETW</i>	European Transonic Windtunnel
<i>FAG</i>	Forces Aérodynamiques Généralisées
<i>FLIRET</i>	FLight REynolds number Testing
<i>FTF</i>	Flap Track Fairing
<i>HTP</i>	Horizontal Tail Plane
<i>(I)FFT</i>	(Inverse) Fast Fourier Transform
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation
<i>LLF</i>	Large Low-speed Facility
<i>NACA</i>	National Advisory Committee for Aeronautics
<i>NASA</i>	National Aeronautics and Space Administration
<i>NLR</i>	Nationaal Lucht- en Ruimtevaartlaboratorium
<i>ONERA</i>	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
<i>PSD</i>	Power Spectral Density
<i>RMS</i>	Root Mean Square
<i>Str</i>	Nombre de Strouhal
<i>(U)RANS</i>	(Unsteady) Reynolds-Averaged Navier-Stokes
<i>WTT</i>	Wind Tunnel Testing
<i>ZDES</i>	Zonal Detached Eddy Simulation

INTRODUCTION

Contexte

Le phénomène de tremblement, défini couramment comme la réponse de la structure à des excitations aérodynamiques instationnaires, est un phénomène qui peut toucher diverses parties de l'avion suivant les conditions de vols. Son étude s'avère ainsi très importante dans la mesure où ce phénomène est à l'origine de différents problèmes intervenant durant le cycle de vie de l'avion tels que les problèmes de confort, de fatigue structurelle ou de limitation de l'enveloppe de vol. Ceci peut induire des contraintes de certification voire de dimensionnement pouvant avoir un impact industriel non négligeable. La modélisation du tremblement se base actuellement sur l'analyse de données expérimentales instationnaires enrichies à travers une caractérisation de la physique observée. Les fluctuations et les corrélations entre les diverses données de pression instationnaire sont ainsi recueillies, étudiées puis modélisées dans le but d'estimer les efforts aérodynamiques instationnaires impactant la structure de l'avion.

Deux thèses ont été à ce jour effectuées sur ce sujet dans le but de mieux caractériser ce phénomène. La première thèse, effectuée par Soumillon, a été entièrement consacrée à l'étude du tremblement de l'installation motrice de l'avion. Ainsi, au cours de cette étude, une analyse approfondie des phénomènes à l'origine du tremblement de l'installation motrice avait été effectuée et un modèle semi-empirique basé sur les fonctions de corrélation avait été développé pour estimer les efforts aérodynamiques instationnaires présents sur la structure. Ce modèle permettait ainsi d'obtenir des efforts globaux avec une assez bonne précision.

La deuxième thèse était principalement axée sur l'étude du tremblement de l'empennage horizontal. Les travaux de Havas avaient montré qu'il était possible d'adapter la méthodologie semi-empirique développée lors de la première thèse afin d'obtenir également une très bonne estimation des efforts aérodynamiques instationnaires sur cette structure en condition de tremblement. Une tentative d'extension du modèle avait également été tentée sur l'extrados voilure, malheureusement sans succès. Havas avait de même mentionné au cours de ces travaux que, malgré les résultats probants de ce modèle sur l'empennage horizontal, il était nécessaire de changer de modèle dans la mesure où le modèle de corrélation semblait présenter dans le domaine fréquentiel quelques problèmes de représentativité physique. Une ouverture avait d'ailleurs été proposée à l'issue de ces travaux soulignant l'intérêt de travailler dans le domaine fréquentiel et l'importance de l'utilisation d'un autre outil de traitement du signal non pris en compte lors des travaux précédents : les cohérences. La présente thèse s'inscrit ainsi dans la continuité de cette étude.

Objectifs

L'objectif de cette thèse est de continuer cette progression dans la compréhension et la modélisation des différents phénomènes de tremblement rencontrés sur les avions civils. Pour atteindre cet objectif, il sera nécessaire d'implanter un nouveau modèle basé non plus sur les fonctions de corré-

lation, comme cela avait été fait lors des deux thèses précédentes, mais sur des nouvelles fonctions dans le domaine fréquentiel. Ce nouveau modèle devra ainsi non seulement améliorer l'estimation des efforts aérodynamiques sur les structures mais également permettre d'obtenir un dimensionnement plus fiable de la structure concernée et une bien meilleure prévision des limites opérationnelles du domaine de vol.

Diverses études ont ainsi été nécessaires sur les différents types de tremblement afin de développer et valider ce nouveau modèle. Il est à noter que dans ce mémoire l'étude porte sur quatre types de tremblement à savoir le tremblement de l'installation motrice ou tremblement intrados voilure, le tremblement de l'empennage horizontal ou tremblement HTP, le tremblement de l'APF (Aft Pylon Fairing), pièce métallique de l'avion située sur la partie arrière du mât moteur, et finalement le tremblement extradados voilure, tremblement apparaissant suite à une forte interaction de l'onde de choc avec la couche limite. Ces différentes études ont pu être réalisées grâce aux divers moyens mis à disposition en termes d'essais en soufflerie fortement instrumentés en capteurs stationnaires et instationnaires (pression, accéléromètre, etc), essais en vol avec la présence de quelques capteurs instationnaires et méthodes numériques (calcul RANS, URANS et ZDES).

Cette thèse a finalement pour mission d'aboutir à la livraison d'une méthodologie générique permettant de traiter les différentes problématiques du tremblement avion et en particulier le tremblement dit « classique » d'extrados voilure.

Structuration de la thèse

Ce mémoire est structuré en trois parties : une première partie entièrement dédiée à la physique du tremblement dans laquelle les différents types de tremblement sont étudiés et complétés via une étude bibliographique issue des résultats de diverses campagnes d'essais existantes. Ainsi deux catégories de tremblement sont analysées ; d'une part les cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite qui concerne les tremblements de l'intrados voilure, de l'empennage horizontal et de l'APF, et d'autre part le cas de tremblement avec interaction onde de choc/couche limite axé sur le tremblement extradados voilure. Cette partie introduit également un mécanisme de tremblement extradados voilure permettant d'expliquer les phénomènes physiques à l'origine de ce tremblement.

La deuxième partie est principalement axée sur une étude bibliographique des différentes méthodologies développées pour la prévision du tremblement dans un avion. Cette étude cherche ainsi d'une part à approfondir la compréhension des méthodes existantes via l'étude de différents coefficients globaux tels que le coefficient de portance ou le coefficient C_B utilisé comme critère de détection du tremblement et d'autre part à savoir comment utiliser les méthodes expérimentales et numériques déjà existantes de manière à pouvoir faciliter la modélisation de ces phénomènes de tremblement via l'étude des données de pression instationnaire. Il est à noter que chaque étude dans cette partie est divisée en deux sous-parties, une consacrée aux méthodologies stationnaire et une autre aux méthodologies instationnaires.

La dernière partie est dédiée au développement et à la validation du nouveau modèle de tremblement. Ce nouveau modèle, basé sur les fonctions de cohérence, est présenté de même que les différents outils et fonctions intervenant dans cette modélisation. Ce modèle est ensuite validé pour les différentes catégories de tremblement étudiées. La validation est réalisée sur les cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite puis sur les cas de tremblement avec interaction onde de choc/couche limite. Il est à noter qu'une adaptation de ce modèle a été nécessaire pour l'obtention de résultats représentatifs de la physique des écoulements étudiés.

Publications

Cette thèse a donné lieu à deux communications et à un article soumis à un journal scientifique :

R. CALDERON, B. AUPOIX, C. DAVID, B. CALMELS : Modelling aerodynamics unsteady loads on the horizontal tail plane of a civil aircraft, *International conference of mechanical and aerospace engineering (ICMAE)*, Paris (France), Juillet 2012

R. CALDERON, B. AUPOIX, C. DAVID, B. CALMELS : Modelling aerodynamics unsteady loads on the horizontal tail plane of a civil aircraft, *Journal of applied mechanics and materials*, Volume 232, Novembre 2012

R. CALDERON, B. AUPOIX, C. DAVID, B. CALMELS : New method for horizontal tail plane buffeting load prediction, *International forum on Aeroelasticity and Structural dynamics (IFASD)*, Bristol (Angleterre) Juin 2013

Première partie

PHYSIQUE DU TREMBLEMENT

Chapitre 1

Description générale du phénomène physique

Le tremblement (ou " buffeting ") est la réponse d'une structure à une excitation aérodynamique instationnaire. Cette excitation aérodynamique est déterminée par des fluctuations de pression dont l'origine peut être attribuée à la présence d'instabilités dans l'écoulement. Parmi les différents types d'instabilités à l'origine de ces instationnarités se trouvent :

- Les instabilités de décollement total ou partiel de la couche limite.
- Les instabilités liées à la présence d'une couche de mélange.
- Les instabilités liées à la présence d'aspérités et/ou d'éléments venant modifier la direction initiale de l'écoulement en amont de manière abrupte.
- Les instabilités liées à l'interaction de l'onde de choc avec la couche limite ; l'onde de choc est l'une des causes d'apparition d'instationnarité dans un décollement. Ainsi, sa présence crée d'importantes fluctuations de pression favorisant le décollement de la couche limite.

1.1 Catégories de tremblement sur un avion

Il existe différentes catégories de tremblement dans un avion civil qui se différencient principalement par leurs conditions d'apparition ainsi que par leur emplacement sur l'avion. Cette partie est consacrée à la présentation succincte des quatre différents types de tremblement étudiés dans ce mémoire.

1.1.1 Tremblement sur l'empennage horizontal (ou l'HTP)

C'est avec le tremblement sur empennage horizontal qu'est apparu pour la première fois le terme "buffet " dans un rapport d'investigation britannique en 1931 suite à l'accident d'un monoplane ayant subi une rupture de son empennage. Le tremblement HTP apparaît généralement lorsque l'avion vole à des conditions de faible nombre de Mach et forte incidence. Deux phénomènes sont ainsi à l'origine de ce tremblement :

- L'impact du sillage instationnaire de la voilure : lorsqu'on se trouve à des conditions de faible nombre de Mach et forts angles d'incidence, un décollement sur la voilure peut avoir lieu. Ainsi lorsque le décollement sur la voilure apparaît, la déflexion de l'écoulement dans le sillage de l'aile diminue, créant un fort impact sur l'HTP. Ceci engendre donc un décollement au niveau du bord d'attaque de l'HTP qui se met à vibrer (c.f. figure 1.1).
- L'impact du sillage instationnaire dû au braquage des spoilers : le sillage créé par les spoilers braqués peut générer des tourbillons très énergétiques susceptibles d'impacter l'empen-

nage horizontal de manière significative. Généralement ce dernier phénomène vient s'ajouter à celui purement lié à l'impact du sillage de l'aile, décrit précédemment, générant ainsi une contribution supplémentaire d'efforts sur la structure. Le cas de vol à forte incidence avec un déploiement spoiler peut avoir lieu lorsqu'on se trouve dans une phase de descente d'urgence.

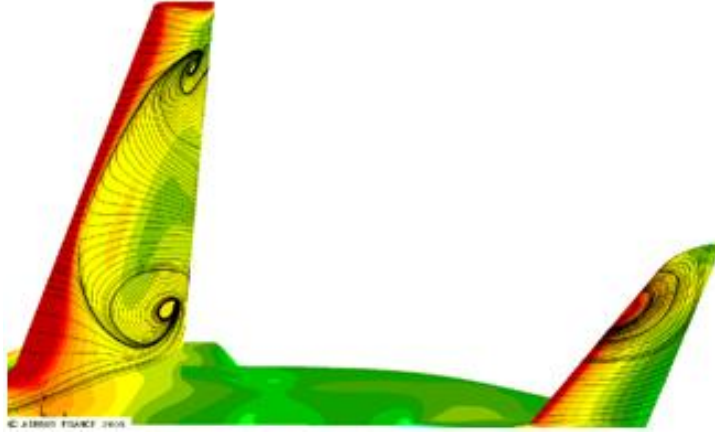


FIG. 1.1: Visualisation de l'écoulement pour un cas de tremblement HTP

La modélisation de ce tremblement réalisée par Havas (Havas, 2010) s'est principalement basée sur la méthode de corrélation développée par Soumillon (Soumillon, 2002) pour déterminer les efforts aérodynamiques sur la structure de l'avion. Havas a ainsi mis en évidence les similitudes liant le tremblement intrados voilure avec le tremblement sur empennage horizontal, notamment en termes de fréquences caractéristiques et d'évolution des fluctuations de pression le long de la surface décollée.

1.1.2 Tremblement intrados voilure

Le tremblement intrados voilure apparaît suite à la présence d'un décollement à proximité de la zone du mât moteur (zone à faible rayon de courbure géométrique). Ce phénomène est principalement présent dans les familles d'avion quadrimoteur. Ainsi, à faible incidence et à nombre de Mach élevé, l'écoulement subit au niveau du bord d'attaque de l'intrados voilure une forte recompression due à la présence du mât moteur qui le ralentit localement. Cela induit un décollement local à proximité du mât générant l'apparition d'instationnarités (c.f. figure 1.2). Ces excitations aérodynamiques provoquent ainsi une vibration de la structure de l'ordre de 1g en bout de voilure, ce qui peut entraîner des problèmes de manoeuvrabilité de l'avion ainsi que de confort.

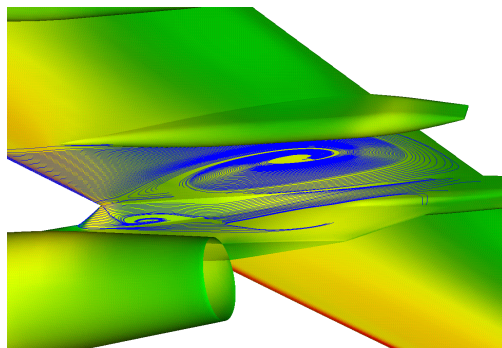


FIG. 1.2: Visualisation de l'écoulement pour un cas de tremblement intrados voilure

Ce tremblement a suscité beaucoup d'intérêt en raison des divers problèmes engendrés par ce phénomène. Soumillon (Soumillon, 2002) a été l'un des premiers à développer une méthode semi-empirique permettant de modéliser l'écoulement et de prévoir le tremblement dans cette partie de l'avion. Pour cela, il s'était appuyé sur des fonctions de corrélations pour calculer les efforts aérodynamiques instationnaires de la structure excitée.

1.1.3 Tremblement de l'APF (Aft pylon fairing)

Le tremblement de l'APF (Aft Pylon Fairing) est un phénomène qui apparaît sur la partie arrière du mât moteur au cours des phases de décollage à faible vitesse et à des angles d'incidence moyennement élevés. Les excitations à l'origine de ce tremblement sont principalement de nature aérodynamique, notamment causées par l'apparition d'une couche de mélange sur la structure lors des phases de décollage (c.f. figure 1.3) provoquant de fortes excitations aérodynamiques. Plusieurs conséquences peuvent être associées à ce type de tremblement, comme l'apparition de criques sur la structure ou la présence de panneaux arrachés suite à la fatigue mécanique subie sur l'APF. Il est ainsi nécessaire, afin de limiter l'impact de l'aérodynamique sur la structure, de comprendre la physique de ce phénomène.

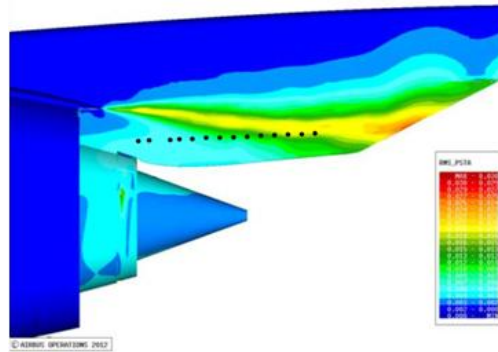


FIG. 1.3: Visualisation de l'écoulement pour un cas de tremblement extradados voilure

Il n'existe à ce jour aucun type de modélisation d'efforts instationnaires de ce phénomène, la compréhension physique est aussi assez limitée du fait du manque de données expérimentales conséquentes. Néanmoins, il s'agit d'un sujet d'actualité visant à optimiser la tenue structurale de cette pièce importante de l'avion chargée d'assurer la protection thermique du mât contre les jets issus du moteur de l'avion.

1.1.4 Tremblement extradados voilure

Le tremblement extradados voilure est l'un des phénomènes qui a été le plus étudié au cours de ces dernières décennies. Ce phénomène apparaît généralement pour des conditions de vol à grand nombre de Mach (vol transsonique) et à incidence α élevée. Il est à l'origine de la limitation du domaine de vol de l'avion. La spécificité de ce phénomène est qu'il apparaît en présence d'une forte interaction onde de choc/couche limite (c.f. figure 1.4) ; cependant les mécanismes de ce tremblement restent de nos jours toujours inconnus, principalement à cause de la complexité du phénomène et du manque de données expérimentales et numériques disponibles. Toutefois un lien est fait entre l'apparition de ce tremblement et l'existence d'une interaction onde de choc/couche limite.

Il existe actuellement diverses méthodes de prévision du tremblement extradados voilure ; néanmoins ces méthodes se basent principalement sur des données stationnaires et non dynamiques. Mis à part un modèle proposé par Jimenez (Jimenez et Renard, 1997), aucune estimation réelle des efforts instationnaires n'a à ce jour été développée d'où l'intérêt porté sur ce type de tremblement

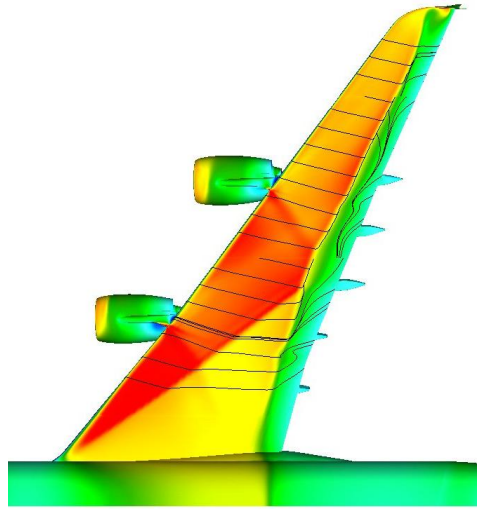


FIG. 1.4: Visualisation de l'écoulement pour un cas de tremblement extradados voilure

dans le but d'une part de mieux comprendre la physique derrière ce phénomène et d'autre part de développer une méthodologie nouvelle et physique de modélisation de ces efforts aérodynamiques présents sur la structure lorsqu'on se trouve en condition de tremblement extradados voilure.

1.2 Caractérisation du tremblement

1.2.1 Généralités

Les écoulements instationnaire à l'origine du tremblement seront décrits dans cette partie dans le but de mieux comprendre la physique propre à chacun de ces phénomènes. La grandeur couramment utilisée dans la caractérisation de ces instationnarités est le nombre de Strouhal. Ce paramètre assimilé à une fréquence adimensionnée représente le rapport du temps d'advection sur le temps caractéristique de l'instationnarité. Il se définit de la manière suivante :

$$Str = \frac{f L_{ref}}{V_{\infty}} \quad (1.1)$$

avec f la fréquence des instationnarités, L_{ref} une longueur caractéristique et V_{∞} la vitesse de l'écoulement non perturbé. Pour le cas de tremblement classique de type tremblement lié à un décollement, le nombre de Strouhal a une valeur comprise entre 0,1 et 0,2.

1.2.2 Décollement de la couche limite

La couche limite dans un écoulement est la zone d'interface qui se situe entre la structure et l'écoulement externe et dans laquelle les phénomènes visqueux sont prépondérants. Elle est principalement caractérisée par deux grandeurs :

- L'épaisseur de couche limite, qui est la distance à la paroi à partir de laquelle la vitesse devient supérieure à 99% de la vitesse de l'écoulement situé à l'extérieur de la couche limite.
- L'épaisseur de déplacement : pour la définir on cherche à évaluer le débit manquant par rapport à celui qu'on aurait dans l'hypothèse d'un écoulement uniforme jusqu'à la paroi.

Lors d'un décollement, la couche limite peut présenter diverses topologies. Simpson (Simpson, 1996), qui s'est largement intéressé aux topologies des décollements, a classé les décollements en deux catégories : d'une part le décollement bidimensionnel et d'autre part le décollement tridimensionnel.

Dans ce qui suit nous nous intéresserons particulièrement aux cas de décollement tridimensionnel, cas les plus réalistes et qui sont présentés sur la figure 1.5.

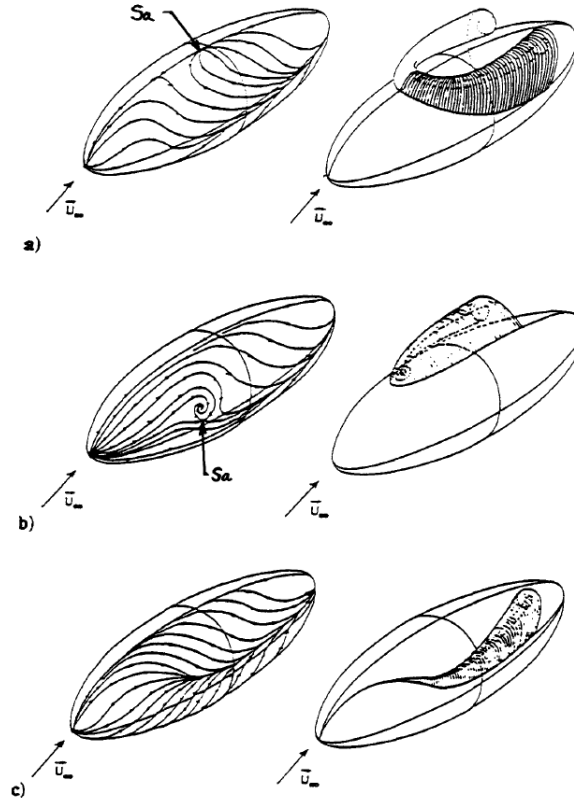


FIG. 1.5: Lignes de courant et surfaces pour trois types de décollement tridimensionnel (Yates et Chapman, 1992)

Deux paramètres principaux peuvent influencer le décollement de la couche limite :

- Le caractère turbulent ou laminaire de la couche limite : Un écoulement turbulent est moins susceptible de décoller qu'un écoulement laminaire en raison de l'énergie cinétique inhérente à cette couche limite qui l'empêche de se détacher de la paroi. En effet, la turbulence génère un transfert de quantité de mouvement vers la paroi plus important dans une couche limite turbulente que dans une couche limite laminaire, rendant ainsi la première plus résistante au décollement.
- Le gradient de pression adverse : Un gradient de pression adverse dans un écoulement tend généralement à ralentir la vitesse de l'écoulement tout en favorisant l'épaississement de la couche limite. Ainsi, lorsqu'un gradient de pression adverse est suffisamment fort, il peut provoquer un décollement. Ceci est le cas typique d'un décollement dans un écoulement en régime subsonique à travers un divergent ou d'un décollement lié à l'interaction de l'onde de choc/couche limite. Ce dernier point sera détaillé par la suite.

Du point de vue spectral, Mabey (Mabey, 1973), qui a extensivement étudié les caractéristiques spectrales des bulbes de décollement sur différentes géométries, a montré que dans cette zone d'instationnarités les spectres de pression avaient une forme particulière avec notamment la présence d'une bosse spectrale pour des basses fréquences. La figure 1.6 représente ainsi de manière schéma-

tique la forme du spectre telle qu'elle a été observée pour des cas de décollement de type HTP et intrados voilure. Pour des cas de décollement massif, le spectre a plutôt une allure de bruit blanc dans laquelle toutes les fréquences sont globalement excitées de la même manière.

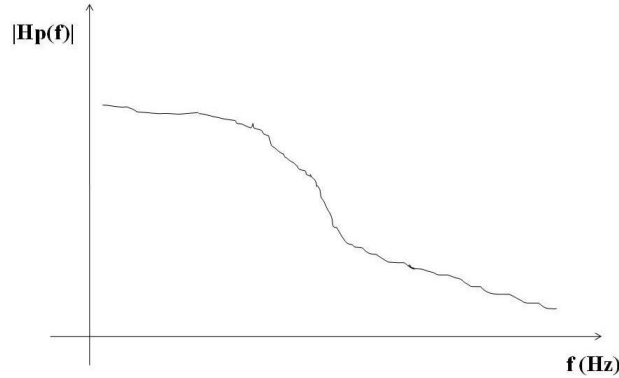


FIG. 1.6: Schéma d'un spectre de pression à l'intérieur d'un décollement

1.2.3 Couche de mélange

Une couche de mélange se forme lorsque deux écoulements parallèles de vitesses différentes se rencontrent au bord de fuite d'une plaque séparatrice. Ainsi, cette couche se caractérise par la présence de tourbillons de taille croissante se propageant le long d'un axe longitudinal. La figure 1.7 montre un schéma simplifié de la formation d'une couche de mélange. Les grandeurs importantes à connaître lorsqu'on est en présence d'une couche de mélange sont les suivantes : U_1 , la vitesse de l'écoulement 1, U_2 , la vitesse de l'écoulement 2 et δ_w , l'épaisseur de vorticité.

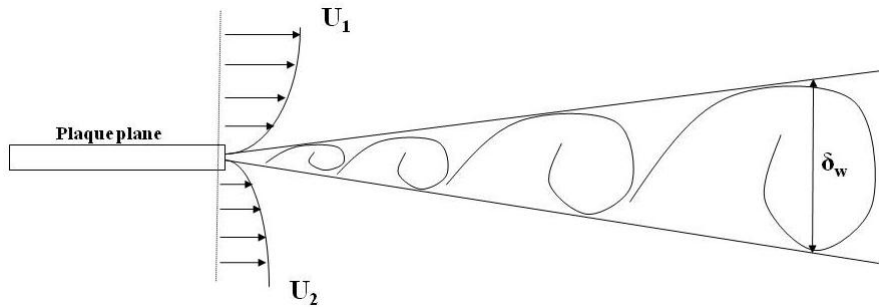


FIG. 1.7: Schéma d'une couche de mélange

La couche de mélange est généralement composée de deux catégories de structures :

- Structures dites primaires : Les structures primaires sont des tourbillons alignés avec le bord de fuite de la plaque séparatrice. Ils ont pour caractéristique d'être quasi bidimensionnels, d'axe transversal, possédant une vorticité globale de signe constant imposée par le gradient de vitesse moyenne. Ces structures sont générées par des instabilités de Kelvin-Helmholtz et ont été mise en évidence par Roshko et Brown (Brown et Roshko, 1974) grâce à des visualisations de l'écoulement par ombroscopie (figure 1.8). La vitesse de convection de ces structures, communément admise dans la littérature, est de l'ordre de $0,8 V_m$ avec $V_m = (U_1 + U_2)/2$. Les structures primaires sont responsables de l'expansion de la couche de mélange via deux mécanismes :

- L'entraînement du fluide irrotationnel de l'écoulement extérieur dans la couche de mélange par les tourbillons bidimensionnels analysé par Dimotakis (Dimotakis, 1986)
- L'appariement des structures primaires participant à l'épaississement de la couche de mélange. Ce mécanisme résulte de l'interaction de deux structures voisines qui fusionnent pour donner naissance à une structure unique de taille plus importante.
- Structures dites secondaires : Les structures secondaires sont constituées de tourbillons contra-rotatifs d'axes longitudinaux. Ces tourbillons ont été mis en évidence suite aux travaux basés sur des visualisations d'écoulements par tomographie laser effectués par Bernal et Roshko (Bernal et Roshko, 1986). Ces derniers ont par ailleurs montré que l'espacement transversal moyen de ces structures est de l'ordre de $2/3$ de la distance longitudinale entre deux structures primaires et est indépendant du rapport des vitesses U_2/U_1 . Ainsi selon eux, c'est l'instabilité interne des tourbillons primaires qui est à l'origine de la formation de ces tourbillons. Lasheras (Lasheras et Choi, 1988) ont même proposé un mécanisme de formation des tourbillons d'axes longitudinaux.

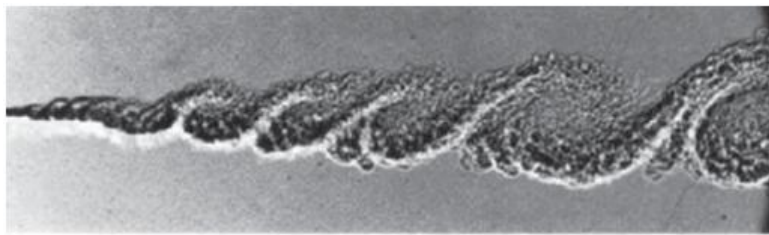


FIG. 1.8: Ombroscopie d'une couche de mélange (Brown et Roshko, 1974)

Du point de vue spectral, les fluctuations de pression présentes dans une couche de mélange sont très similaires à celles observées par Mabey (Mabey, 1973) sur des décollements, avec la présence d'une bosse spectrale caractéristique des échelles présentes dans l'écoulement. Une différence notable apparaît cependant entre les spectres d'un décollement et ceux d'une couche de mélange : la bosse spectrale dans une couche de mélange migre vers les basses fréquences au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point de confluence des deux écoulements ce qui n'est pas le cas du décollement. Cela peut s'expliquer par l'évolution de la taille des échelles à l'intérieur de cette zone qui augmente avec leur déplacement le long de l'axe longitudinal.

1.2.4 Interaction onde de choc/couche limite

L'interaction onde de choc/couche limite est un phénomène qui apparaît pour des écoulements à haute vitesse. Cette interaction a lieu lorsque le nombre de Mach local dépasse une valeur seuil de l'ordre de 1,3-1,4 suivant le type d'écoulement considéré. La structure de cette interaction est relativement complexe à cause des régions d'écoulement mixte situées entre les régions subsoniques et supersoniques. Les effets sur l'écoulement liés à cette interaction sont divers :

- Amplification des effets de déplacement de la couche limite : les effets visqueux se font sentir plus loin de la paroi, changeant les caractéristiques de l'écoulement externe considéré comme non-visqueux
- Augmentation de la traînée : Il y a une augmentation de la traînée de frottement liée à la nature turbulente de l'écoulement. A cela s'ajoute aussi la traînée d'onde.
- Décollement de la couche limite liée directement à l'épaississement de la couche limite due notamment à la présence du choc.
- Augmentation de l'intensité de la turbulence en aval du choc ; les modes ne sont pas tous excités de la même façon, les petites échelles sont bien plus amplifiées.

Ce phénomène peut ainsi avoir, suivant son intensité, un impact important sur l'écoulement. Trois catégories d'interaction seront étudiées dans cette partie :

- Cas d'un choc faible
- Cas d'un choc avec début de décollement
- Cas d'un choc avec décollement

1.2.4.1 Cas d'un choc faible

La topologie d'un écoulement pour le cas d'une interaction de faible intensité est présentée sur la figure 1.9. Cette figure montre ainsi un écoulement subissant un choc de faible intensité et ne générant pas de perturbations importantes dans l'écoulement (absence de décollement). On remarque ainsi sur cette figure la présence de petites ondes de pression au pied du choc étalées sur une petite partie de la couche limite. Green (Green, 1970), qui a été celui qui a étudié ces phénomènes d'interaction faible, a ainsi expliqué que ces ondes de pression étaient le résultat des effets liés à la présence du choc (épaississement de la couche limite, ralentissement de l'écoulement aval) et des plus faibles vitesses présentes à l'intérieur de la couche limite. Ces ondes sont ainsi une prolongation du choc principal existant à l'extérieur de la couche limite et se rejoignant toutes en un point dit point de jonction. Ces ondes de pression ont pour seul effet d'augmenter l'épaisseur de la couche limite et l'épaisseur de quantité de mouvement sans pour autant créer de décollement. Cette interaction a ainsi peu d'effets sur l'écoulement global et n'a lieu que lorsque le nombre de Mach local amont est de l'ordre de l'unité.

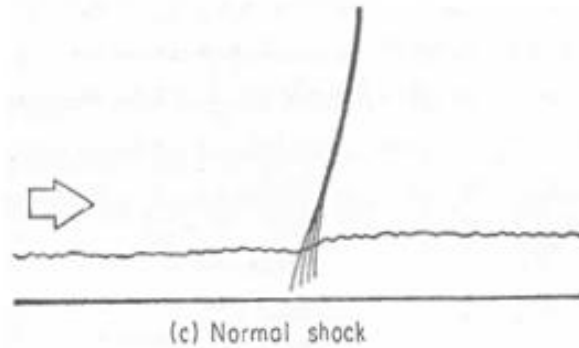


FIG. 1.9: Cas d'une faible interaction onde de choc/couche limite (Green, 1970)

1.2.4.2 Cas d'un choc avec début de décollement

La topologie de l'interaction onde de choc/couche limite pour le cas d'une interaction de moyenne intensité est différente du cas qui a été présenté précédemment. En effet, pour le cas d'un choc d'intensité moyenne, l'intensité du choc est suffisamment forte pour provoquer un début de décollement de la couche limite. Nous avons ainsi tout d'abord l'apparition d'un fort épaississement de la couche limite du fait de la forte augmentation de pression dans l'écoulement puis l'apparition d'un petit bulbe de décollement. La figure 1.10 montre, selon Atkin et Squire (Atkin et Squire, 1992), la forme du choc prise pour le cas d'un écoulement avec interaction moyenne du choc. On voit ainsi sur cette figure, l'existence d'une onde de choc en forme de lambda composé d'un choc principal (situé en dehors de la couche limite) et de deux pieds de choc (pied de choc amont et pied de choc aval).

La topologie de cette interaction donne naissance à trois régions dans la zone après-choc : une région située entre les deux pieds de choc (région n°1), une région située en aval du deuxième pied

de choc (région n°2) et une région située en aval du choc principal (région n°3). Le mécanisme d'apparition de ces régions est le suivant : lorsque le choc apparaît, il y a un léger décollement de l'écoulement qui se fait, générant un épaissement local de la couche limite. Cet épaissement augmente le nombre d'ondes de compression qui fusionnent pour former une onde de choc oblique. Ce choc fera partie du pied de choc amont de la structure du choc. C'est ainsi que la différence d'intensité entre le choc oblique et le choc principal fait apparaître deux régions distinctes, avec des différences au niveau des pressions et des vitesses (région n°1 et n°3 sur la figure). Afin de pallier ce problème de discontinuité dans l'écoulement, une troisième région (région n°2) apparaît naturellement suite à la formation d'une deuxième onde de choc oblique. Ces deux ondes de choc fusionnent en un point avec le choc principal. Ce point est nommé le point de bifurcation. En accord avec Atkin et Squire (Atkin et Squire, 1992), la hauteur de ce point triple est approximativement de 3,5 à 4 épaisseurs de couche limite au dessus de la surface et le plus grand épaissement a lieu entre le premier choc oblique et le second choc.

L'intensité de l'onde de choc diminue, de manière générale, au fur et à mesure que l'on se rapproche de la surface du profil. Ceci dépend aussi des conditions amont de l'écoulement, de l'épaisseur de la couche limite ainsi que du facteur de forme. Ainsi, une augmentation du nombre de Mach amont entraînera un plus grand décollement et une influence amont plus importante sur l'écoulement augmentant l'intensité de l'interaction. Il a aussi été expérimentalement remarqué que l'augmentation du nombre de Mach avait tendance à diminuer l'angle d'inclinaison du choc.

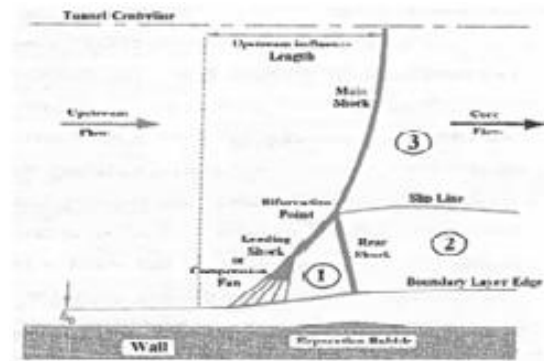


FIG. 1.10: Cas d'une interaction moyenne onde de choc/couche limite (Atkin et Squire, 1992)

En ce qui concerne l'évolution de la taille du bulbe, des études menées par Pearcey (Pearcey, 1955) et Chapman (Chapman *et al.*, 1958) ont montré que l'augmentation de la taille du bulbe en pied de choc était indépendante du nombre de Reynolds de la couche limite. Celle-ci dépendrait plutôt selon leurs études de l'augmentation de pression et du facteur de forme. Ceci a été confirmé par Détery et Marvin (Détery *et al.*, 1986) qui ont aussi ajouté que l'influence du nombre de Reynolds était normalement incluse dans le facteur de forme. Concernant le critère de décollement, il a été affirmé par Inger (Inger, 1983) que celui-ci est atteint lorsque localement on a un nombre de Mach égal à 1,3 pour un cas d'interaction bidimensionnelle. Pour le cas d'une interaction tridimensionnelle, aucune valeur précise d'apparition de décollement ne peut être établie dans la mesure où la géométrie et les effets 3D conditionnent fortement le nombre de Mach d'apparition du décollement.

1.2.4.3 Cas d'un choc avec décollement

Le début d'un décollement n'influence pas de manière significative l'interaction onde de choc/couche limite de l'écoulement global. Cependant, une augmentation de la taille du bulbe due à une interaction forte peut avoir des effets significatifs sur l'ensemble de l'écoulement. Détery et Marvin ont

ainsi montré que suivant la nature de l'interaction, l'expansion du bulbe de décollement pouvait se faire de manière quasi-explosive, pouvant avoir des conséquences importantes sur l'écoulement (apparition d'un fort décollement, augmentation de traînée et/ou apparition du tremblement de la structure).

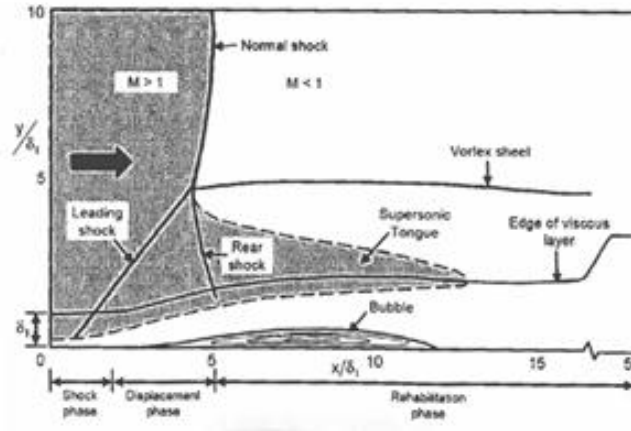


FIG. 1.11: Cas d'une interaction forte onde de choc/couche limite (Seddon, 1960)

La figure 1.11 montre un schéma de l'interaction onde de choc/couche limite selon Seddon (Seddon, 1960) pour le cas d'une interaction forte avant explosion du bulbe de décollement. Il montre ainsi que pour les interactions fortes, le bulbe de décollement est sensible aux facteurs externes de l'écoulement avec une étendue fortement dépendante du nombre de Mach et/ou de l'action du gradient de pression adverse. Une interaction forte est donc caractérisée par l'existence dans l'écoulement externe d'une onde de choc en forme de lambda avec la présence d'un bulbe de taille assez importante.

Diverses études ont été réalisées afin de mieux comprendre l'influence d'une interaction onde de choc/couche limite forte sur l'écoulement. Ainsi, des études réalisées sur des écoulements 2D ont montré qu'en dessous d'un nombre de Mach local égal à 1,4 l'écoulement était partout subsonique en aval de l'interaction, ce qui n'était pas le cas d'un écoulement avec un nombre de Mach supérieur à 1,4 où Seddon (Seddon, 1960) a observé l'apparition d'une langue supersonique telle qu'on peut la voir sur la figure 1.11. La taille de cette langue supersonique pour ces cas d'interactions s'étend ainsi à une valeur de 8 fois l'épaisseur de la couche limite ce qui est consistant avec l'inférence de Atkin et Squire (Atkin et Squire, 1992) et les études réalisées par Mateer (Mateer *et al.*, 1976).

1.2.4.4 Effets tridimensionnels et contenu basses fréquences de l'interaction

Concernant les effets tridimensionnels de l'écoulement sur la dynamique d'interaction onde de choc/couche limite, peu de documentation a pu être trouvée. Toutefois, des études réalisées sur une plaque plane à flèche variable ont montré que le caractère 3D d'une géométrie pouvait jouer un rôle certain sur l'interaction onde de choc/couche limite modifiant la forme de l'onde de choc et la nature de l'interaction. On voit ainsi sur la figure 1.12 des visualisations des essais réalisés sur une voilure pour cinq angles de flèche différents. L'onde de choc change ainsi de forme et d'intensité suivant l'angle adopté par la voilure. Smits et Dussauge (Smits et Dussauge, 2005), qui ont longuement étudié l'origine des tridimensionnalités dans l'interaction onde de choc/couche limite dans des écoulements supersoniques, ont par ailleurs montré l'existence de tourbillons longitudinaux de type Taylor-Goertler générant des flux latéraux de masse. Ces tourbillons seraient ainsi responsables des instabilités basse fréquence liées à l'interaction onde de choc/couche limite.

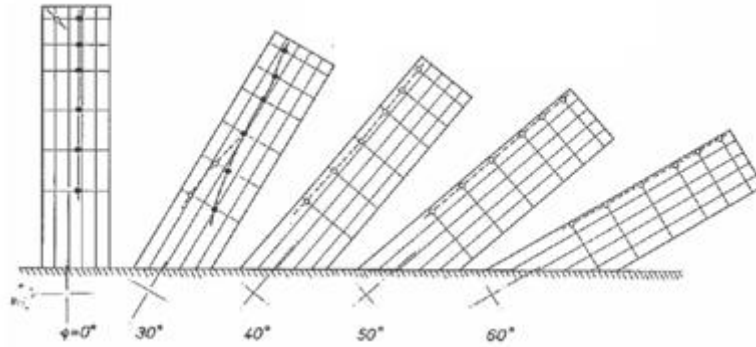


FIG. 1.12: Etude de l'influence de la flèche en écoulement transsonique (Schmitt et Manie, 1979)

Du point de vue spectral, les interactions onde de choc/couche limite sont de nature assez particulière avec notamment la présence d'une bosse sur une plage de fréquences bien définie. Les différentes études ont ainsi montré que les instabilités de ces interactions étaient plutôt de nature basse fréquence avec un rôle joué par l'onde de choc, généralement sélective et assimilée à un filtre passe-bas. Les travaux de Robinet (Robinet, 2007) ont de même montré que lorsque l'intensité de l'interaction augmentait, l'écoulement passait par un état tridimensionnel instable étant à l'origine de l'apparition de structures instationnaires et tridimensionnelles se développant le long de l'envergure. Cette étude n'excluait toutefois pas la présence d'instabilités convectives dans l'écoulement. Concernant l'origine des instabilités basses fréquences dans l'écoulement, deux hypothèses sur leurs origines ont principalement été évoquées dans la littérature :

- L'hypothèse des basses fréquences imposées par l'écoulement amont : Il existerait dans la couche limite amont impactant le choc des structures cohérentes suffisamment longues pour l'exciter aux basses fréquences observées.
- L'hypothèse des basses fréquences imposées par l'écoulement aval : La dynamique de l'interaction onde de choc/couche limite dépend fortement de la présence d'une zone décollée et d'une zone dite de recirculation ainsi que de sa dynamique.

Les hypothèses énoncées dans cette partie ont été établies suite aux études réalisées sur différents types d'écoulement présentant une interaction onde de choc/couche limite. Reste encore à confirmer ces hypothèses pour le cas particulier du tremblement extradors voilure où peu d'information a été trouvée dans la littérature. Des études plus poussées sur la nature de ces instationnarités seront ainsi nécessaires afin de mieux comprendre ce phénomène. Ces résultats seront présentés dans la partie 3.2.

Une classification des différentes catégories de tremblement a été définie dans cette partie. Ces phénomènes peuvent ainsi se ranger en deux groupes :

- Tremblement sans interaction onde de choc/couche limite : c'est le cas du tremblement causé par l'apparition d'un décollement de la couche limite et/ou par l'apparition d'une couche de mélange sur la structure. C'est ce que l'on voit pour les cas de tremblement HTP, mât et APF.
- Tremblement avec interaction onde de choc/couche limite : c'est le cas du tremblement lié à la présence d'un choc interagissant avec la couche limite créant un système couplé onde de choc/couche limite décollée au niveau de la structure. C'est ce cas de tremblement que l'on observe sur l'extrados voilure.

1.2.5 Couplage fluide/structure

Le couplage fluide/structure apparaît dès lors que la structure est soumise à des efforts aérodynamiques instationnaires. Ainsi, un écoulement fortement instationnaire va engendrer des mouvements de la structure stables et non divergents pouvant atteindre des amplitudes importantes. La structure peut donc avoir une influence locale importante sur l'écoulement selon la nature de l'excitation aérodynamique, la position de la structure, la surface impactée ainsi que la réponse de la structure (liée aux caractéristiques de celle-ci telle que la raideur, l'amortissement) d'où l'importance de bien comprendre l'impact de ce couplage fluide/structure sur l'aérodynamique naturelle de l'écoulement.

Différentes études ont montré que lorsque la structure est excitée par des charges aérodynamiques instationnaires, celle-ci répond sur l'ensemble de ses modes propres générant des pics discrets sur les spectres de pression et les spectres d'accélération. Ces vibrations induisent ainsi des efforts aérodynamiques instationnaires dits efforts aérodynamiques induits venant impacter le champ de pression locale de l'écoulement et ayant un impact sur les charges subies par la structure.

Le couplage fluide/structure est un sujet qui a été extensivement étudié du fait de son importance dans la compréhension du phénomène de tremblement et dans sa modélisation. Les études de couplage ont été entamées suite aux différents essais réalisés sur des maquettes dans lesquels des pics à des fréquences bien définies étaient apparus sur des mesures accélérométriques et des mesures de pression instationnaire, a priori, non propres à l'aérodynamique naturelle de l'écoulement.

Concernant l'effet des mouvements de la structure sur l'écoulement, les études de Zingel (Zingel, 1986), Benoit (Benoit, 1986), Monnerie (Monnerie et Charpin, 1973), Destuynder (Destuynder, 1984) et Cunningham (Cunningham et Coe, 1990) ont montré que les mouvements de la structure avaient une influence négligeable sur l'excitation naturelle de l'écoulement, du moins pour le cas des structures rigides. En effet, il avait été montré que les déplacements de la structure engendrés par l'écoulement étaient très faibles et n'induisaient pas de modifications des instabilités naturelles de l'écoulement. C'est d'ailleurs l'hypothèse qui a été reprise par Soumillon pour la modélisation du tremblement intrados. Toutefois il est nécessaire de bien avoir en tête que ces hypothèses d'indépendance de phénomènes d'aérodynamique induite ne sont valides que pour des structures rigides voire semi-rigides. En effet, pour le cas des structures souples, des études faites par Forsching (Försching, 1990) et Riddle (Riddle, 1975) ont montré que les effets liés à l'aérodynamique induite devaient être pris en compte du fait des déplacements plus importants de la structure. Finalement, Forsching a aussi montré que la présence de déplacements de la structure pouvait provoquer des décollements oscillatoires. Il est donc aussi important de prendre en compte ces décollements oscillatoires pour le calcul des efforts induits.

Du point de vue expérimental, la présence d'aérodynamique induite dans les mesures souffleries peut être mise en évidence de deux manières :

- Via la comparaison des spectres de pression avec les spectres d'accélération : lorsque ces deux spectres présentent un pic pour une fréquence donnée (fréquence qui correspond à un mode propre structure) on se retrouve alors en présence d'un phénomène d'aérodynamique induite. Un exemple de cette méthode peut se voir sur la figure 1.13.
- Via la variation des conditions de l'écoulement : lorsqu'on fait varier les conditions de l'écoulement (nombre de Mach ou pression dynamique par exemple) et que les pics des spectres de pression n'évoluent pas en fréquence, on peut supposer que l'on est en présence d'un phénomène de type aérodynamique induite. Toujours est-il qu'afin de bien déterminer la nature du phénomène avec cette méthode, une connaissance des modes propres de la structure étudiée est nécessaire.

Il est important, lorsqu'on fait des mesures en soufflerie, d'extraire la composante liée à l'aérodynamique induite dans les données instationnaires collectées dans la mesure où elles ne sont qu'une conséquence de la réponse structurale de la maquette et non de l'avion réel en vol. Ces efforts aérodynamiques induits propres à la structure de l'avion seront néanmoins pris en compte dans une phase plus avancée de la modélisation. Pour réaliser l'extraction des données d'aérodynamique induite, différentes méthodologies ont été développées, depuis les plus basiques (lissage de courbe) aux plus élaborées (prise en compte des cohérences entre les différents signaux présentant de l'aérodynamique induite). La modélisation du couplage fluide/structure est actuellement prise en compte dans la modélisation du tremblement via des méthodes de couplage direct ou modèle d'état.

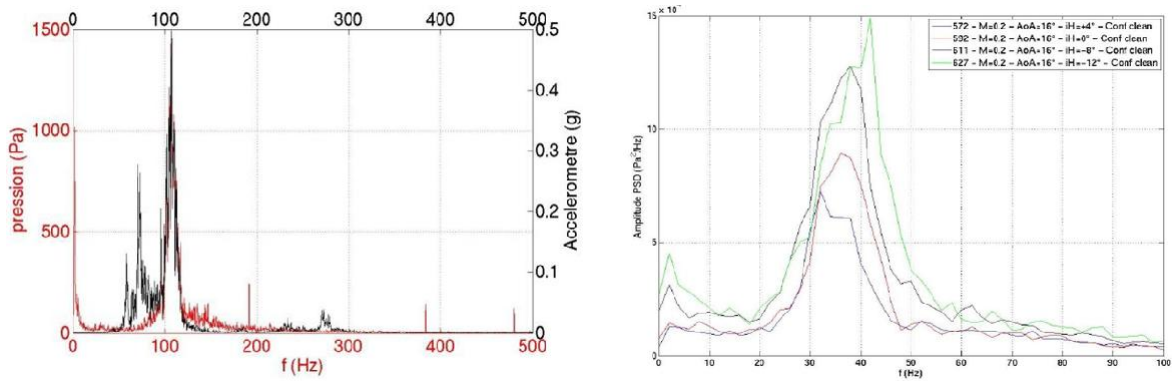


FIG. 1.13: Spectres de pression (en rouge) et d'accéléromètre (en noir) à gauche et spectre de pression pour différentes conditions à droite (Vezin, 2011)

1.2.6 Méthode de transposition soufflerie/avion réel

La méthode de transposition a été développée par Owen dans le but d'effectuer une transposition de données soufflerie/vol du phénomène de buffeting. Owen s'est ainsi basé sur l'hypothèse que le décollement en vol et en soufflerie est semblable pour deux géométries de même forme mais de tailles différentes subissant les mêmes conditions d'écoulement. Cette hypothèse a par ailleurs aussi été vérifiée et validée par Mabey sur d'autres configurations.

La méthode de transposition d'Owen est ainsi capable de transcrire les champs de fluctuations de pression entre les données souffleries et les données en vol uniquement à partir de données soufflerie. Pour ce faire, deux paramètres adimensionnés ont été nécessaires :

- La fréquence réduite (ou nombre de Strouhal) :

$$n = \frac{f L_{ref}}{V_{\infty}} \quad (1.2)$$

avec f la fréquence, L_{ref} la longueur de référence et V_{∞} la vitesse de l'écoulement infini amont.

- La décomposition fréquentielle de l'évolution RMS :

$$\sqrt{n F(n)} = \frac{\Delta p}{q \sqrt{\epsilon}} \quad (1.3)$$

avec $F(n)$ une fonction spectrale dont l'intégration sur une bande de fréquence représente l'excitation adimensionnée au carré, Δp la RMS de la fluctuation de pression sur la bande de fréquence Δf autour de la fréquence f , q la pression dynamique et ϵ le rapport entre Δf et

f . Il est à noter que ce paramètre ne change pas avec la bande de fréquence retenue pour le calcul de Δf .

Les études réalisées par Owen ont ainsi montré que, pour différentes configurations et écoulement données, le paramètre $\sqrt{nF(n)}$ gardait des valeurs et des formes très proches. Une évolution schématique et générale des paramètres $nF(n)$ et $\sqrt{nF(n)}$ en fonction du logarithme de la fréquence réduite n est d'ailleurs présentée sur la figure 1.14.

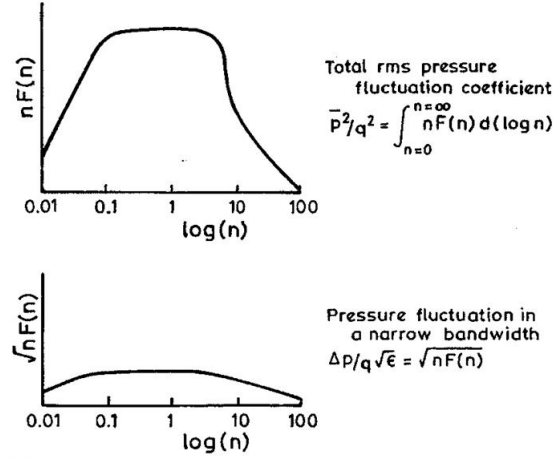


FIG. 1.14: Représentation spectrale générique de l'excitation de tremblement selon Owen (Owen, 1958)

Afin de transposer les données souffleries aux données en vol, Owen a défini deux équations de similitude. Ces équations se basent sur deux principes :

- Le nombre de Strouhal est constant.
- Les RMS des fluctuations de pression adimensionnées sont constantes.

Ces principes permettent donc, pour la même instabilité aérodynamique, d'écrire les équations de similitude suivantes :

$$\begin{cases} n_{vol} = n_{essai} \\ \sqrt{nF(n)}_{vol} = \sqrt{nF(n)}_{essais} \end{cases} \quad (1.4)$$

Soit pour une bande de fréquence Δf fixée :

$$\begin{cases} \frac{f_{vol} L_{ref_{vol}}}{V_{inf_{vol}}} = \frac{f_{essai} L_{ref_{essai}}}{V_{inf_{essai}}} \\ \frac{\Delta p_{vol}}{q_{vol} \sqrt{\frac{\Delta f}{f_{vol}}}} = \frac{\Delta p_{essai}}{q_{essai} \sqrt{\frac{\Delta f}{f_{essai}}}} \end{cases} \quad (1.5)$$

Soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{f_{vol}}{f_{essai}} = \frac{V_{inf_{vol}} L_{ref_{essai}}}{V_{inf_{essai}} L_{ref_{vol}}} \\ \frac{\Delta p_{vol}}{\Delta p_{essai}} = \frac{q_{vol}}{q_{essai} \sqrt{\frac{f_{essai}}{f_{vol} L_{ref_{essai}}}}} \end{array} \right. \quad (1.6)$$

Ou encore :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{f_{vol}}{f_{essai}} = \frac{V_{inf_{vol}} L_{ref_{essai}}}{V_{inf_{essai}} L_{ref_{vol}}} \\ \frac{\Delta p_{vol}}{\Delta p_{essai}} = \frac{q_{vol}}{q_{essai} \sqrt{\frac{V_{inf_{essai}} L_{ref_{vol}}}{V_{inf_{vol}} L_{ref_{essai}}}}} \end{array} \right. \quad (1.7)$$

Cette transposition entre la soufflerie et le vol indiquée par Owen et Mabey peut ainsi se retranscrire aux PSD de pression (cf. définition dans l'annexe A), donnant les équations de similitude suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{f_{vol}}{f_{essai}} = \frac{V_{inf_{vol}} L_{ref_{essai}}}{V_{inf_{essai}} L_{ref_{vol}}} \\ \frac{PDS_{vol}}{PSD_{essai}} = \frac{q_{vol}^2}{q_{essai}^2 \sqrt{\frac{V_{inf_{essai}} L_{ref_{vol}}}{V_{inf_{vol}} L_{ref_{essai}}}}} \end{array} \right. \quad (1.8)$$

Ces équations montrent qu'il est possible uniquement à partir des données soufflerie, de la géométrie de l'avion et des conditions de l'écoulement en vol de retrouver la fréquence du phénomène et l'énergie des fluctuations en vol. Ce résultat a d'ailleurs déjà été utilisé pour calculer les efforts aérodynamiques instationnaires sur un avion réel subissant du tremblement de l'empennage horizontal. Il est néanmoins important de garder à l'esprit que les hypothèses avancées dans cette méthode entre la soufflerie et le vol restent difficiles de généraliser à toutes configurations ou condition d'écoulement dans la mesure où il n'est pas toujours possible d'avoir les mêmes conditions en vol qu'en soufflerie et donc de vérifier que le nombre de Reynolds ne joue pas de rôle entre les deux écoulements.

Chapitre 2

Analyse des cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite

Dans le chapitre précédent, une description de la physique globale des instationnarités responsables des différents cas de tremblement observés sur l'avion a été donnée. L'objet de ce chapitre est donc d'acquérir une meilleure compréhension de la physique de l'écoulement via une analyse approfondie des différents tremblements existants sans interaction onde de choc/couche limite, en se basant notamment sur les travaux déjà réalisées et en les complétant par des analyses faites à partir de données expérimentales. Cette étude sera notamment axée sur le développement et l'évolution des instationnarités présentes à l'intérieur des décollement et des couche de mélange. Les catégories de tremblement analysées dans ce chapitre sont le tremblement de l'empennage horizontal, le tremblement intrados voilure et le tremblement de l'APF.

2.1 Tremblement sur l'empennage horizontal

2.1.1 Bases de données expérimentales

Afin comprendre le comportement de l'écoulement sur l'empennage horizontal d'un avion, deux campagnes d'essais en soufflerie ont été réalisées. Ces campagnes se sont principalement basées sur l'étude de deux géométries, une représentative d'un avion classique et une représentative d'un avion non classique.

2.1.1.1 Campagne HTP n°1

Cette campagne d'essai a été réalisée dans la soufflerie DNW/LLF (Deutsch-Niederlandischer Windkanal/Large Low-speed facility) du DLR (Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt) et du NLR (National Lucht en Ruimtevaartlaboratorium) en 2006 (Wiedermann *et al.*, 2007). L'objectif de cette campagne a été de tester une maquette complète (à l'échelle 1/9) d'un avion non classique, équipée de turbopropulseurs et munie d'un empennage en T dans le but de comprendre les différents effets liés à la géométrie de cette maquette. Les instruments de mesure ont principalement été installés sur le côté droit de la maquette. Ainsi, trente-neuf capteurs de pression stationnaire ont été répartis sur trois sections différentes de l'envergure de l'empennage, soixante-trois capteurs de pression instationnaire ont également été montés en surface à l'extrados et à l'intrados de l'HTP sur neuf sections de l'envergure et deux accéléromètres ont été disposés à l'extrémité. Les fils de laine ont quant à eux été placés du côté gauche. Trois configurations ont été testées durant cette campagne : lisse, intermédiaire et hypersustentée. Les nombres de Mach testés ont été les suivants : $Ma = 0,15$, $Ma = 0,2$ et $Ma = 0,25$ et les angles d'incidence ont varié entre -10° et 25° .

2.1.1.2 Campagne HTP n°2

Cette campagne d'essai s'est déroulée dans la soufflerie F1 de l'Onera située à Fauga-Mauzac en 2010. L'objectif de cette campagne a été de tester une maquette complète rigide avec une configuration d'empennage classique, à l'échelle 1/21 (Bourguignon *et al.*, 2011). Sur cette campagne, seule la demi-voilure droite et l'HTP droit ont été instrumentés. Les surfaces situées à gauche de la maquette ont principalement été équipées de fils de laine de manière à permettre la visualisation de l'écoulement sur cette structure. Quant à l'instrumentation instationnaire, vingt-et-un capteurs de pression instationnaire ont été installés en surface sur six sections de l'envergure à l'extrados et à l'intrados du côté droit de l'HTP. Deux accéléromètres ont également été disposés sur l'extrémité de l'HTP. Trois configurations ont aussi été testées lors de cette campagne : lisse, intermédiaire et hypersustentée. Les nombres de Mach testés ont été $Ma = 0,2$ et $Ma = 0,25$. Les angles d'incidence ont varié entre -10° et 25° . Les capteurs de pression instationnaire ont été montés en surface.

2.1.2 Physique du phénomène

Le tremblement de l'empennage horizontal se caractérise par une vibration de la structure due à la présence d'un décollement sur l'intrados du plan horizontal. Ce phénomène apparaît généralement lorsque l'avion vole à un nombre de Mach relativement faible à angle d'attaque élevé ou en présence de spoilers déployés, conditions type pour des situations de descente en urgence.

Le phénomène de tremblement HTP a été largement étudié par Havas (Havas et Jenaro, 2009; Havas, 2010), l'objectif étant de mieux comprendre le comportement du décollement sur l'empennage de l'avion. L'étude s'était basée sur deux campagnes d'essais en soufflerie : une campagne représentative d'un avion avec un empennage classique (campagne différente que celle de énoncée précédemment) et une autre campagne représentative d'un avion avec empennage en T (Havas, 2010). Les résultats analysés par Havas sont résumés brièvement dans la présente section.

Une première étude réalisée sur le décollement de l'HTP a montré que celui-ci s'étend généralement, lorsqu'il apparaît, de l'extrémité de l'empennage jusqu'à la partie interne de la structure. La figure 2.1 montre ainsi la forme prise par ce décollement lors de la campagne d'essai HTP n°1, en configuration moteurs éteints, pour cinq angles d'attaque différents.

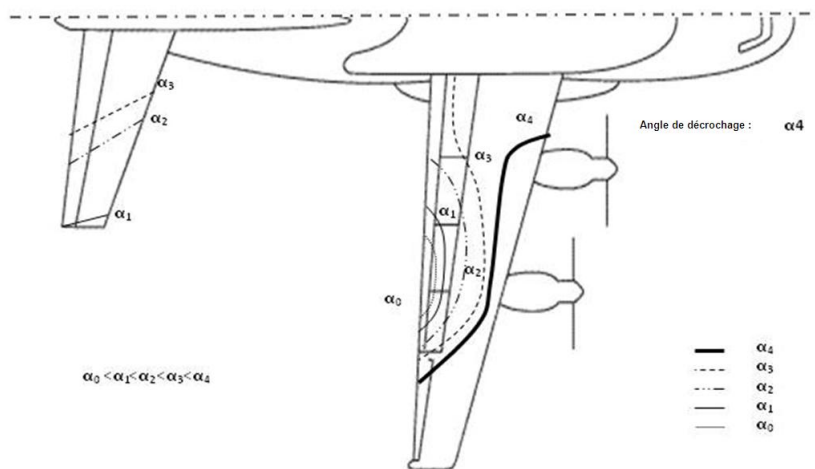


FIG. 2.1: Surface décollée sur l'empennage horizontal de la campagne HTP n°1

Cette figure montre ainsi l'apparition d'un bulbe de décollement à l'extrémité de l'empennage, lorsque l'angle d'incidence est faible (i.e. α_1), qui augmente au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente. Lorsque l'angle d'incidence est égal à l'angle de décrochage (i.e. α_3 ou α_4), l'HTP

présente un décollement massif, entraînant l'apparition de fortes vibrations sur la structure. Cette figure suggère que le décollement de l'empennage est induit par le décollement sur la voilure. Havas a par ailleurs expliqué que le décollement de l'écoulement sur le plan horizontal se produit généralement lorsque l'empennage, à un angle d'incidence élevé, n'est plus protégé par la déflexion de l'écoulement. En effet, lorsque l'angle d'incidence augmente, l'écoulement commence à décoller sur l'extrados voilure, ce qui entraîne une brusque augmentation de l'angle d'incidence local sur l'empennage. La conséquence est l'apparition d'un bulbe de décollement à proximité du bord d'attaque de l'empennage, du fait de la recompression du fluide dans cette zone. L'étendue de ce bulbe de décollement peut varier selon l'angle d'incidence et selon l'importance de la zone décollée sur l'extrados voilure. Ainsi, un décollement sur la voilure interne entraînera un fort décollement sur le plan horizontal et un décollement sur la voilure externe aura un impact négligeable sur le plan horizontal. Le tremblement HTP se caractérise également par la présence de fortes fluctuations sur le bord d'attaque de l'empennage horizontal principalement dues à l'apparition du bulbe. Concernant le contenu fréquentiel de ce bulbe de décollement, le tremblement HTP est essentiellement un phénomène basse fréquence.

Quatres effets ont été mis en évidence par Havas lors de l'étude des deux campagnes d'essais en soufflerie :

Effet du nombre de Mach Les résultats obtenus sur les deux campagnes d'essais ont montré que le phénomène de tremblement HTP n'était pas influencé par le nombre de Mach. En effet, aucune différence n'a été observée par Havas entre les phénomènes à $Mach=0,15$ et ceux à $Mach=0,25$. Il est néanmoins important de souligner que le régime de nombre de Mach testé pour ces deux campagnes n'a pas varié de façon importante.

Effet moteurs Les observations faites sur la campagne HTP n°1 ont montré que le fonctionnement des moteurs protégeait la zone médiane de la voilure limitant considérablement l'étendue des décollements sur l'extrados de l'aile. Le décollement n'apparaît alors que dans deux zones : à l'extrémité de la voilure et à proximité du fuselage contrairement aux cas avec moteurs éteints (figure 2.1). Havas a ainsi conclu que lorsque les deux moteurs sont en marche et que les conditions de tremblement fort sont atteintes, l'HTP peut décrocher brusquement du fait du décollement sur la voilure interne de l'avion. Aucun effet moteur n'a été testé sur la campagne HTP n°2, nous ne disposons donc pour cette campagne d'aucune information concernant l'effet moteurs sur le tremblement HTP d'extrados voilure.

Effet spoilers Il a été montré lors de la campagne d'essais HTP n°2 que le déploiement des spoilers entraînait l'apparition de plusieurs structures turbulentes tridimensionnelles pouvant avoir une influence importante sur l'empennage horizontal. Ces tourbillons contribuent ainsi à augmenter les fluctuations de pression sur l'HTP, engendrant davantage de vibrations de la structure et susceptible de l'endommager. L'effet spoilers sur l'HTP dépend principalement de l'angle d'incidence de l'avion et également de l'angle de déploiement de ces spoilers. Cet effet n'a pas été observé lors de la campagne d'essais réalisée avec un avion à empennage en T, certainement dû au fait que l'empennage passait par dessus les tourbillons générés par ces spoilers.

Effet de la configuration Les études de Havas ont montré que pour un cas d'empennage classique, la configuration hypersustentée de l'aile entraînait un décollement à des incidences plus grandes que pour le cas d'une configuration lisse. De même, il avait été observé que l'évolution du décollement était aussi de manière générale très progressive. Pour le cas d'un empennage en T, il a été vu qu'en configuration hypersustentée l'aile interne n'est jamais décollée, n'engendrant donc pas de décrochage de l'HTP.

2.1.3 Analyse des données instationnaires

Une étude de différents paramètres est effectuée dans cette partie dans le but de mieux comprendre la physique derrière le phénomène de tremblement HTP. Par souci de simplicité, seuls les points de fort tremblement seront présentés ici. Il est à noter que tous les résultats présentés dans cette partie sont représentatifs de ce qui a été observé sur tous les points d'essais analysés. Pour tout renseignement concernant la définition des PSD et des cohérences se référer à l'annexe A.

Etude des PSD de pression La figure 2.2 présente l'évolution des PSD de pression obtenues à partir de capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal. Ces courbes ont été tracées à partir des informations mesurées à l'intérieur d'une surface décollée. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des PSD.

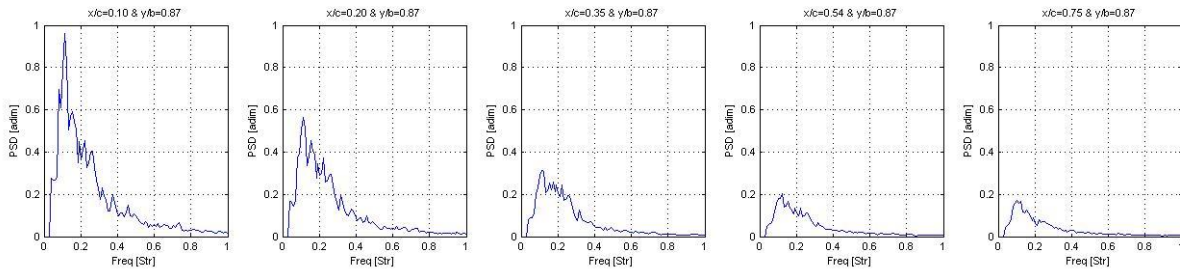


FIG. 2.2: PSD de pression dans la direction de la corde pour un cas de tremblement HTP

L'évolution des amplitudes PSD de pression suivant l'axe longitudinal de l'HTP est similaire à celle qui a été observée par Soumillon dans la zone du mât interne lors de l'étude des décollements intrados voilure (Soumillon, 2002). En effet, les deux cas présentent une évolution rapide et progressive des PSD le long de la corde. En ce qui concerne l'évolution en fréquence, aucune variation n'a été décelée le long de la corde. Les PSD évoluent ainsi toutes quasiment à la même fréquence.

La figure 2.3 montre l'évolution des PSD de pression tracées à partir de capteurs de pression situés le long de l'axe transverse. Ces capteurs ont aussi été pris à l'intérieur de la zone décollée. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs PSD.

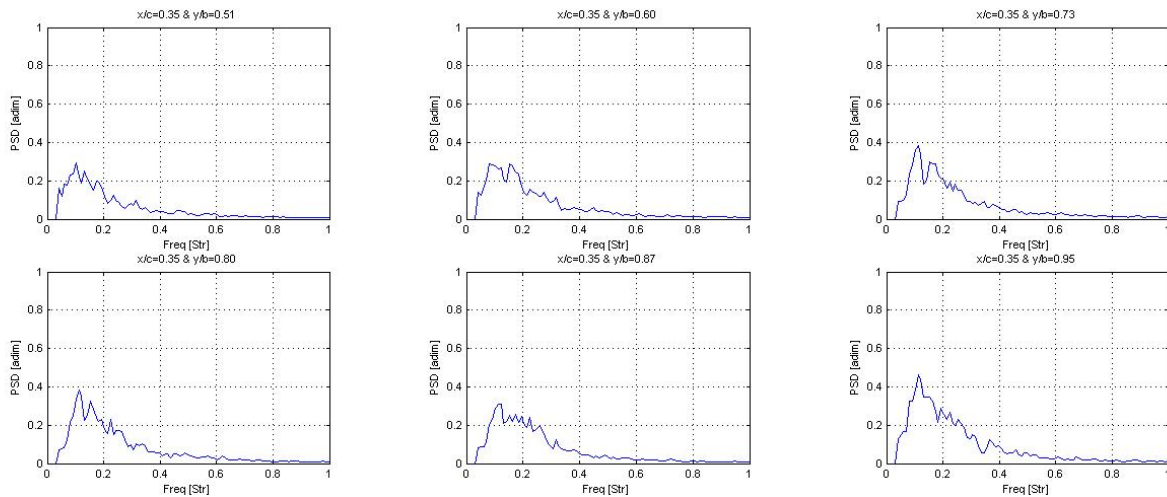


FIG. 2.3: PSD de pression dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement HTP

L'évolution des amplitudes PSD suivant l'axe transverse est aussi très progressive. En effet, une variation très faible des PSD de pression peut être observée dans cette direction, montrant donc

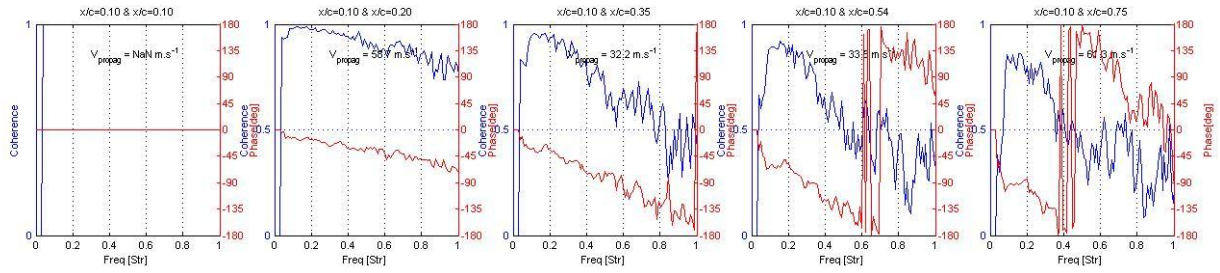


FIG. 2.4: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de la corde pour un cas de tremblement HTP

bien la similitude entre le décollement HTP et le décollement intrados voilure. En ce qui concerne l'évolution du contenu fréquentiel de ces signaux, aucune variation n'a pu être détectée.

Cette première étude des PSD de pression montre ainsi que les variations de cette grandeur sont très proches de celles observées sur le tremblement intrados voilure. Ce constat est tout à fait logique dans la mesure où, dans les deux cas, il s'agit d'une physique similaire bien que les conditions d'écoulement soient nettement différentes. Ces similitudes du point de vue physique entre les deux types de tremblement ont ainsi permis de s'inspirer du modèle développé par Soumillon pour recréer les PSD de pression dans le nouveau modèle présenté dans la section 6.2.

Etude de la cohérence La figure 2.4 montre l'évolution des cohérences (courbes bleues) pour différents couples de capteurs de pression situés le long de l'axe longitudinal à $y/b=87\%$. Ces courbes ont été tracées à partir des informations mesurées à l'intérieur d'une surface décollée. Le capteur de référence est pris à $x/c=10\%$, dans la zone proche du bord d'attaque de l'HTP. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées en bleu donne les valeurs des cohérences.

Les cohérences diminuent au fur et à mesure que les capteurs de pression s'éloignent du capteur de référence et que les fréquences associées aux instationnarités de l'écoulement deviennent importantes. Cette observation s'explique notamment par la présence de tourbillons de tailles différentes à l'intérieur de la zone où se situe le décollement. En effet, lorsque ces tourbillons sont de grosse taille (i.e. de fréquence faible), ceux-ci ont une influence beaucoup plus importante sur les capteurs de pression en comparaison à ceux de petite taille (i.e. de fréquence élevée) qui ont un temps caractéristique plus faible. D'où la décroissance plus rapide des cohérences pour des instationnarités ayant des fréquences élevées.

La figure 2.5 montre l'évolution des cohérences (courbes bleues) pour différents couples de capteurs de pression situés le long de l'axe transverse à $x/c=35\%$. Ces courbes ont été tracées à partir des informations mesurées à l'intérieur d'une surface fortement décollée. Le capteur de référence est pris à $y/b=80\%$, dans la zone proche de l'extrémité de la structure de l'HTP. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées en bleu donne les valeurs des cohérences.

L'évolution des cohérences dans la direction transverse de l'écoulement est semblable à celle observée précédemment sur la figure 2.4. En effet, une décroissance de ces cohérences en fonction de la fréquence et de la distance entre capteurs peut être observée. Nous pouvons aussi remarquer de manière plus générale que la décroissance globale des cohérences sur l'axe transverse est plus rapide que celle de l'axe longitudinal. Ceci est dû au fait que la propagation des instationnarités se réalise de manière privilégiée dans la direction de la corde et non dans la direction de l'envergure.

L'étude des cohérences montre donc la présence d'un phénomène propagatif à l'intérieur de la zone décollée de l'HTP avec une évolution décroissante de ces cohérences en fonction de l'espace et

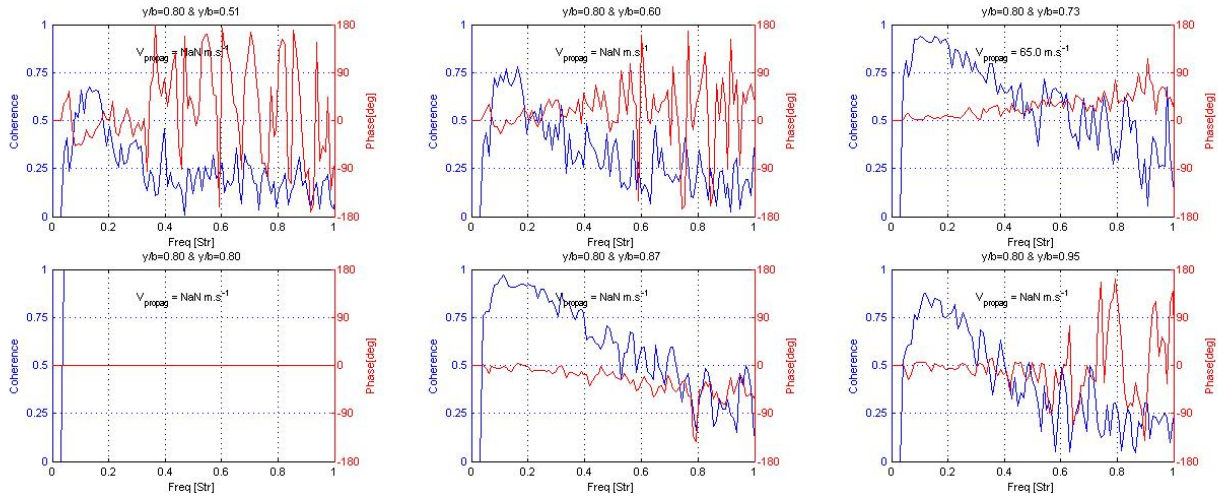


FIG. 2.5: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement HTP

de la fréquence. Cette évolution devra néanmoins être confirmée lors de l'étude des phases.

Etude de la phase Dans ce paragraphe nous présenterons une étude sur les déphasages effectuée à partir des données des campagnes HTP n°1 et HTP n°2. Cette analyse a été réalisée dans le but d'obtenir d'une part des informations concernant la direction de propagation des instationnarités à l'intérieur de la zone décollée et d'autre part de calculer la vitesse de propagation associées à ces instationnarités. La détermination de la direction de propagation de l'écoulement a été effectuée de la manière suivante dans ce mémoire :

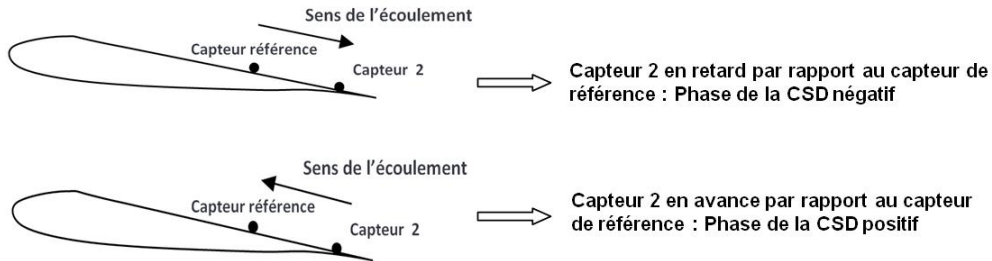


FIG. 2.6: Critère de détermination de la direction de propagation (phase positive ou négative)

L'évolution des déphasages (courbes rouges) pour différents couples de capteurs de pression situés le long de l'axe longitudinal est présentée sur la figure 2.4. Les déphasages entre les différents couples de capteurs suivent tous une tendance quasi-linéaire le long de l'axe longitudinal. De même, le signe négatif de la pente indique clairement l'existence d'une propagation vers aval de ces instationnarités. Ce résultat a été observé sur tous les couples de capteurs situés le long de cette corde. Cette figure confirme ainsi l'existence d'un phénomène propagatif dans le sens de l'écoulement avec la présence notamment d'une vitesse de propagation, indépendante de la taille de la structure, directement liée à la pente de ces courbes.

En ce qui concerne l'évolution des déphasages pour différents couples de capteurs de pression situés le long de l'axe transverse, celle-ci peut être observée sur la figure 2.5. Le déphasage en envergure est légèrement différent de celui observé sur la figure 2.4. Sur la figure 2.5, les courbes sont nettement plus bruitées et donc plus difficiles à interpréter. Ce résultat n'est en soi pas surprenant

puisque les instationnarités se propagent plutôt le long de l'axe longitudinal. De plus, les capteurs le long de l'axe transverse sont un peu trop éloignés les uns des autres pour pouvoir mesurer un déphasage de façon fiable dans cette direction. La comparaison avec les cohérences montre bien que celles-ci n'ont, pour ces couples de capteurs, pas de valeurs très élevées. Il est ainsi difficile de définir de manière claire, sur l'ensemble des couples de capteurs situés le long de l'axe transverse, une direction de propagation ainsi qu'une pente de déphasage. Toujours est-il, l'étude réalisée sur ces quelques points d'essai a contribué à montrer l'existence d'une propagation des instationnarités le long de cette direction, partant de l'intérieur de l'HTP vers l'extérieur. Une vitesse ainsi qu'une direction de propagation ont donc pu être définies à partir des points d'essais analysés.

La figure 2.28 montre la carte de vitesse (en couleur bleu foncé et bleu claire) tracée à partir des valeurs des vitesses de convection calculées le long de l'axe longitudinal. A gauche (figure 2.28, (a)) se trouve la carte des vitesses de la campagne HTP n°1 et à droite (figure 2.28, (b)) celle de la campagne HTP n°2. Cette figure montre que la vitesse de propagation suivant cette direction est presque uniforme sur toute la surface décollée. En réalité, la vitesse de propagation augmente globalement du bord d'attaque au bord de fuite, mais les variations peuvent être considérées comme négligeables du fait que les valeurs ne présentent pas de modifications significatives. En ce qui concerne l'envergure, il a été plus difficile de visualiser ces vitesses sur un nombre important de capteurs du fait notamment de la présence de faibles cohérences entre les capteurs dans cette direction. Cette observation nous permet ainsi de supposer que l'écoulement à l'intérieur de la surface décollée sur l'HTP est uniforme et invariant suivant les deux directions considérées, en gardant bien à l'esprit que la valeur de cette vitesse en corde est bien différente de celle en envergure.

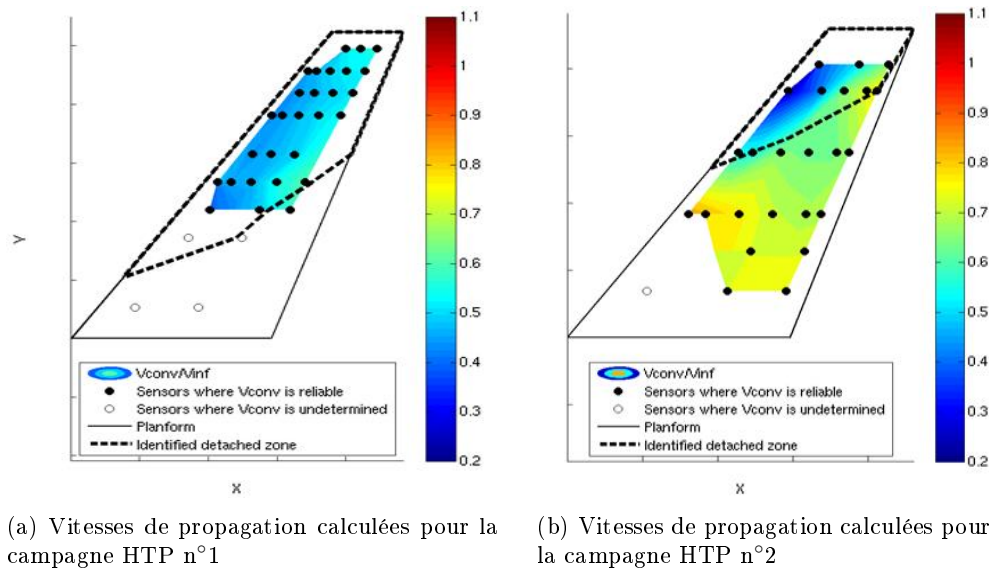


FIG. 2.7: Vitesses de propagation déterminées à partir de différents couples de capteurs de pression situés le long de l'axe longitudinal

2.2 Tremblement sur l'intrados voilure

2.2.1 Bases de données expérimentales

L'étude du phénomène de tremblement intrados s'est principalement basée sur deux campagnes d'essais en soufflerie présentées ci-dessous.

2.2.1.1 Campagne intrados n°1

La campagne intrados n°1 a été réalisée dans la soufflerie S1 de l'ONERA à Modane en 2002 (Despré, 2004). L'objectif de cette campagne a été de faire une étude sur une demi maquette semi-rigide d'un avion classique à l'échelle 1/9 de manière à :

- Comprendre le comportement de l'écoulement dans la zone proche du mât à fort nombre de Mach et faible C_z .
- Comprendre l'interaction de l'écoulement avec l'onde de choc sur l'extrados à fort nombre de Mach et C_z élevé.

Cette campagne d'essai a été très bien instrumentée ; plus de 454 capteurs de pression stationnaire répartis dans 12 sections de l'intrados et 13 sections de l'extrados et environ 243 capteurs de pression instationnaire montés en cavité et répartis sur 6 sections de l'intrados et 13 sections de l'extrados. Les capteurs de pression instationnaire situés sur l'intrados étaient pour la plupart situés dans la zone du mât où les décollements ont été observés. Les nombres de Mach testés pour cette campagne ont été $Ma = 0,82$, $Ma = 0,84$ et $Ma = 0,86$ et les angles d'incidence ont varié entre $-1,80^\circ$ et $5,26^\circ$. La surface décollée a été déterminée au moyen d'une caméra infrarouge. La campagne intrados n°1 a servi à développer et à valider le modèle de corrélation développé par Soumillon.

2.2.1.2 Campagne intrados n°2

La campagne intrados n°2 a été réalisée dans la soufflerie S1 de l'ONERA à Modane en 2001. Au cours de cette campagne, des essais ont été effectués sur une demi-voilure (à l'échelle 1/22,3) d'un avion civil. Cette campagne a eu pour objectif d'étudier le comportement du décollement sur l'intrados de la voilure de l'avion en condition de tremblement. Pour atteindre cet objectif, l'intrados voilure a été instrumenté avec 16 capteurs de pression instationnaire, montés en cavité, situés à proximité de la zone du mât externe. Les nombres de Mach testés pour cette campagne ont été $Ma = 0,85$ et $Ma = 0,89$ et les angles d'incidence ont varié entre $-0,3^\circ$ et $0,69^\circ$. La surface décollée a été identifiée avec de la peinture sensible à la pression.

2.2.2 Physique du phénomène

Le tremblement du mât externe est caractérisé par une vibration de l'aile de l'avion, principalement due au décollement présent dans la zone située à l'intrados de l'aile à proximité du mât moteur. Ce phénomène apparaît habituellement lorsque le nombre de Mach est élevé et lorsque l'angle d'incidence est très faible. Le tremblement intrados voilure est principalement lié à la présence d'un mât situé sur la section externe de la voilure. Ce mât est responsable de la recompression de l'écoulement dans cette zone et de l'apparition d'un décollement.

Il existe principalement deux types de décollement à l'intrados de la voilure. D'une part, le décollement de type explosif et d'autre part le décollement de type progressif. Le décollement explosif est caractérisé par une brusque expansion du bulbe de décollement allant du bord d'attaque vers le bord de fuite de la voilure. Ce bulbe de décollement explosif apparaît généralement en présence d'un gradient de vitesse élevée au sein de la section interne du mât externe. Le décollement de nature progressif a lieu lorsque le bulbe se développe de manière graduelle comme représenté sur la figure 2.8. Ce dernier type de décollement contient en général moins d'énergie que celui de nature explosive.

Les paramètres influençant la nature de ces bulbes sur l'intrados de l'aile sont la géométrie du mât, le jet moteur, la géométrie du bord d'attaque et les conditions d'écoulement. La géométrie du mât et la forme du bord d'attaque de l'aile semblent ainsi jouer un rôle important. Il est d'ailleurs

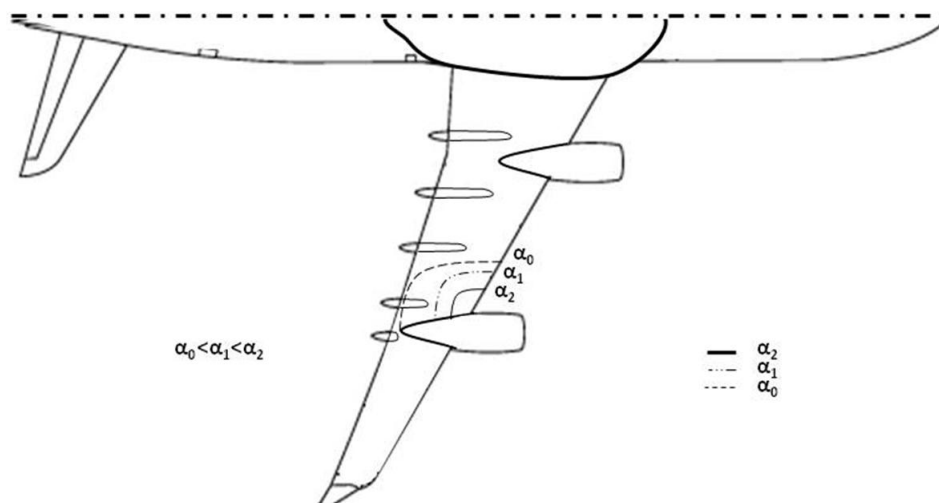


FIG. 2.8: Surface décollée sur l'intrados voilure de la campagne intrados n°1

possible d'adapter la géométrie de la voilure afin d'empêcher ou de retarder l'apparition du décollement. Des études réalisées par Soumillon ont aussi montré que la présence d'un FTF (Flap Track Fairing) sur la voilure ou d'une transition de couche limite étaient des paramètres susceptibles de modifier localement le comportement de ces décollements. Le jet moteur a aussi une influence sur la survitesse présente à l'intersection du mât et de la voilure pouvant aussi être à l'origine du décollement explosif. Concernant l'effet lié aux conditions d'écoulement, des études ont montré que les nombres de Mach les plus élevés ne sont pas nécessairement les plus critiques ; en effet d'importantes différences ont pu être observées entre les nombres de Mach 0,82 et 0,86 ou 0,85 et 0,89. Quant aux effets du nombre de Reynolds, ils semblent être généralement assez peu importants. Il est toutefois difficile d'identifier avec précision l'incidence des effets du nombre de Reynolds sur le décollement. En ce qui concerne l'effet de l'angle d'incidence en condition de vol, le décollement apparaît habituellement à de faibles angles d'incidence. Concernant les caractéristiques spectrales du tremblement intrados voilure, il apparaît que celles-ci sont relativement similaires à celles observées sur l'empennage horizontal. En effet, le décollement engendre d'importantes fluctuations de pression ayant un contenu fréquentiel de type bruit blanc ou bruit coloré et excitant tous les modes des structures de voilure.

2.2.3 Analyse des données instationnaires

Une étude de différents paramètres est effectuée dans cette partie dans le but de mieux comprendre la physique derrière le phénomène de tremblement intrados. Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus à partir des deux campagnes d'essais intrados voilure. Par souci de simplicité, seuls les points de fort tremblement sont présentés ici. Il est à noter que tous les résultats présentés dans cette partie sont représentatifs de ce qui a été observé sur différents points d'essais.

Etude des PSD de pression La figure 2.9 présente l'évolution des PSD de pression obtenues à partir de capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal. Ces courbes ont été tracées à partir des informations mesurées à l'intérieur de la surface décollée. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des PSD.

L'évolution des amplitudes des spectres de pression avait déjà été étudiée par Soumillon. Soumillon avait ainsi montré qu'il y avait à l'intérieur de la zone décollée une évolution progressive des spectres de pression le long de l'axe longitudinal. C'est ce qui s'observe sur cette figure, dans

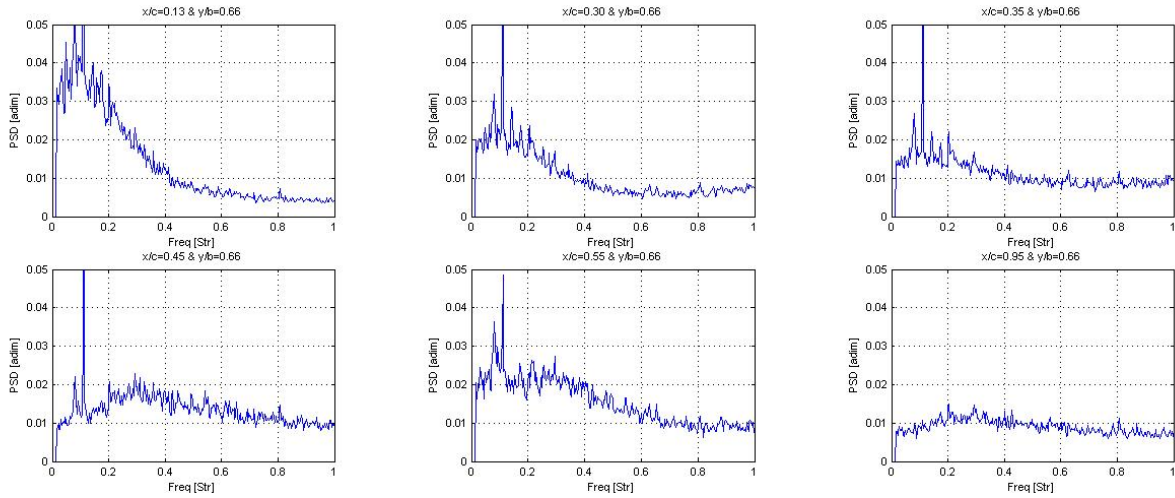


FIG. 2.9: PSD de pression dans la direction de la corde pour un cas de tremblement intrados voilure

laquelle on voit des PSD décroissantes dans le sens de l'écoulement. Du point de vue fréquentiel, aucune évolution n'a pu être observée.

La figure 2.10 montre l'évolution des PSD de pression tracées à partir de capteurs de pression situés le long de l'axe transverse. Ces capteurs ont aussi été pris à l'intérieur de la zone décollée. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs PSD.

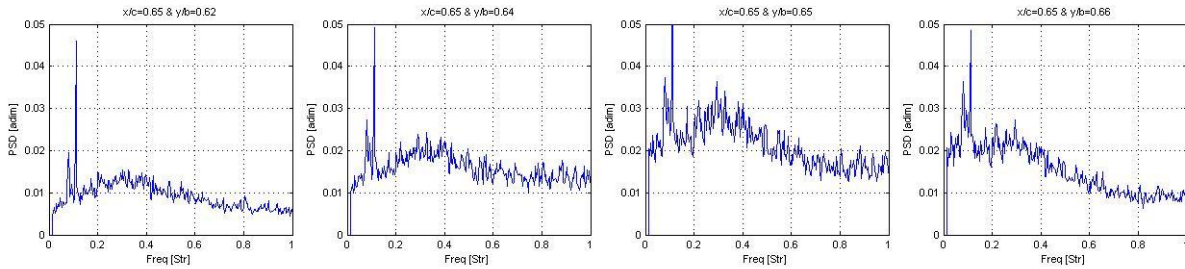


FIG. 2.10: PSD de pression dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement intrados voilure

L'évolution des spectres de pression le long de l'axe transverse avait présenté très peu d'évolution. C'est la principale raison pour laquelle dans la modélisation des cohérences, Soumillon avait supposé leur évolution presque invariante. Nous pouvons ainsi confirmer à partir de ces courbes que ces PSD de pression n'évoluent que très peu, tant du point de vue amplitude que du point de vue fréquentiel.

L'étude des PSD de pression réalisée à partir des données des campagnes intrados n°1 et n°2 ont donc permis de confirmer ce qui avait été constaté précédemment par Soumillon, i.e. une évolution progressive et décroissante des spectres de pression le long de l'axe longitudinal et presque aucune évolution le long de l'axe transverse.

Une analyse effectuée sur les différents points d'essais des campagnes intrados n°1 et n°2 a montré que les phénomènes présents au niveau de la zone décollée étaient différents. En effet, en termes d'amplitude d'effort, la campagne intrados n°2 affichait une très faible valeur par rapport à celle de la campagne intrados n°1. De même, si l'on regarde les fréquences présentes dans l'écou-

lement, on observe qu'il y a aussi une différence assez significative. Pour la campagne n°2, on ne se trouve plus dans un cas où les nombres de Strouhal sont de l'ordre du dixième mais plutôt du centième, ce qui suscite des interrogations. De même, le point d'essai présenté dans cette partie a été pour la campagne intrados n°2 le point qui était censé correspondre au point de plus fort niveau d'excitation avec les plus forts décollements. Ces résultats semblent ainsi remettre en question la nature du phénomène observé sur cette campagne dont l'écoulement ne semble finalement pas être significativement perturbé.

La figure 2.11 montre la pression RMS obtenue pour deux cas fortement décollés dans la zone située à l'intrados à proximité du mât externe. Les données de pression RMS sont adimensionnées par les pressions dynamiques respectives de chaque campagne. La figure illustre, à gauche, les RMS de pression obtenus pour la campagne intrados n°1 et, à droite, les RMS de pression obtenus pour la campagne intrados n°2. La zone colorée observée sur les deux figures représente les RMS de pression adimensionnée calculées sur l'emplacement de chaque capteur de pression instationnaire. La ligne noire hachurée délimite la surface décollée, relevée expérimentalement lors des essais.

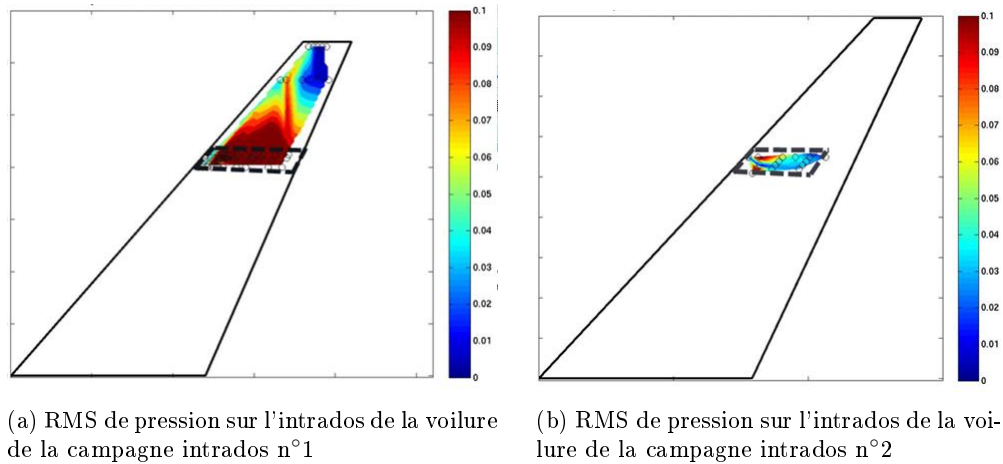


FIG. 2.11: Contours de RMS de pression sur l'intrados voilure de chaque campagne

La surface décollée déterminée par voie empirique dans la campagne n°1 correspond à peu près à la surface délimitée par les valeurs des RMS de pression. En effet, les valeurs des RMS de pression élevées sont principalement situées à l'intérieur du cadre hachuré, signifiant ainsi que la zone située à l'intérieur de ce cadre est principalement instationnaire. La campagne N°2 (à droite), ne présente pas la même topologie d'écoulement. En effet, on observe une contradiction entre les données des RMS de pression et la taille de la surface décollée délimitée de manière empirique. Ainsi, la surface décollée semble être bien plus importante que celle définie par les données des capteurs de pression. Ainsi ces capteurs montrent une forte excitation de l'écoulement uniquement au niveau du bord d'attaque de l'intrados (zone de couleur rouge) excluant ainsi tout décollement sur les parties aval.

Différentes hypothèses peuvent donc être faites pour expliquer les différences constatées entre les RMS de pression et les tailles de surfaces décollées expérimentales :

- La taille de la surface décollée a été mal estimée : Comme expliqué dans la précédente section, les délimitations des surfaces décollées ne sont pas faciles à déterminer en raison de la complexité de l'écoulement et du manque de techniques précises. Il est donc possible de surestimer la surface décollée dans la zone du mât.
- Les capteurs n'ont pas fonctionné correctement : Les niveaux de fluctuation de pression peuvent ne pas avoir été mesurés avec précision du fait d'un problème d'instrumentation.

Par conséquent, il se peut également que les données de la campagne N°2 ne soient pas valides pour l'analyse du tremblement.

Etude de la cohérence La figure 2.12 présente l'évolution des cohérences (courbes bleues) obtenues à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal. Ces courbes ont été tracées à partir des informations mesurées à l'intérieur de la surface décollée. Le capteur de référence est pris à $x/c=10\%$ dans la zone proche du bord d'attaque de l'intrados voilure. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquences et l'axe des ordonnées en bleu donne les valeurs des cohérences.

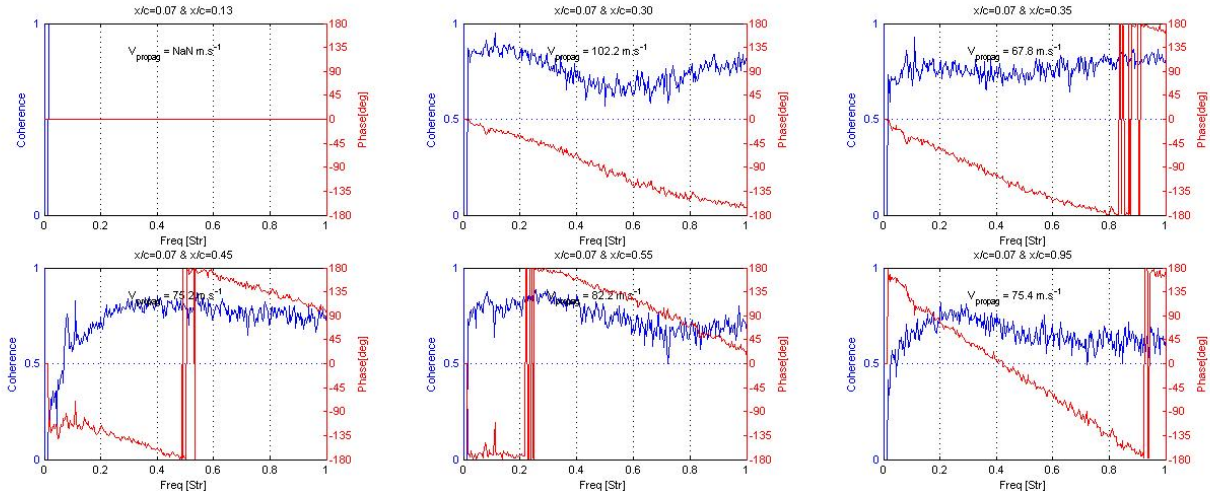


FIG. 2.12: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de la corde pour un cas de tremblement intrados voilure

L'étude des cohérences montre une évolution très différente de celle qui a été précédemment observée lors de l'étude du tremblement HTP. En effet, on voit disparaître sur cette figure la décroissance dans l'espace et en fréquence des cohérences, conservant ainsi de manière globale, pour certains capteurs, une valeur presque constante, indépendante de la distance entre les capteurs. De même, il peut être observé que l'évolution des cohérences en fréquence le long de l'axe transverse est parfois aléatoire montrant ainsi une diminution puis une augmentation des cohérences au lieu d'une décroissance exponentielle comme observé lors de la campagne HTP.

La figure 2.13 présente l'évolution des cohérences (courbes bleues) obtenues à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe transverse à $x/c=55\%$. Ces capteurs ont aussi été pris à l'intérieur de la zone décollée. Le capteur de référence est pris à $y/b=66\%$. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées en bleu donne les valeurs des cohérences.

L'étude des cohérences le long de cet axe semble montrer une décroissance presque uniforme de cette grandeur sur toute la plage des fréquences. Ceci se rapproche un peu plus de ce qui a été observé précédemment lors de l'étude du tremblement HTP avec cependant une légère différence ; il ne semble pas y avoir de décroissance des cohérences en fonction de la fréquence. Ainsi, aucune fréquence caractéristique du phénomène ne peut être mise en évidence suivant cette direction.

L'étude effectuée sur les cohérences a montré que celles-ci avaient une évolution bien différente de ce qui avait été observée sur les campagnes d'essais HTP. En effet, les cohérences ne présentent globalement pas de vraie décroissance en fonction de l'espace et de la fréquence, mais plutôt une décroissance qui, lorsqu'elle existe, reste très homogène en fréquence, ce qui est très improbable du point de vue physique. Dans la mesure où il s'agit d'un phénomène physique proche de celui

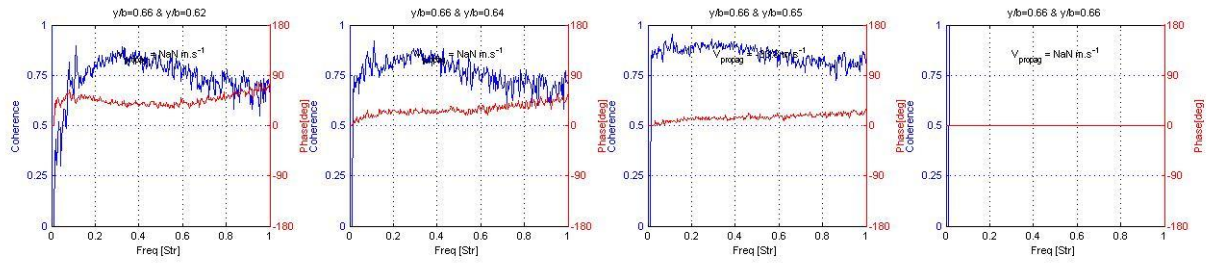


FIG. 2.13: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement intrados voilure

rencontré sur l'HTP, i.e. présence d'un bulbe de décollement qui s'étend du bord d'attaque vers le bord de fuite, plusieurs questions se posent notamment sur la validité des résultats de ces campagnes d'essais intrados.

Etude de la phase La figure 2.12 présente aussi l'évolution des phases (courbes rouges) obtenues à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal. Cette figure met en évidence la présence d'un saut de phase à 0Hz, difficile à expliquer du point de vue physique. Les valeurs de ces sauts de phase sont assez variables ; en effet, elles peuvent prendre diverses valeurs entre 0 et 180° en fonction des conditions extérieures mais également de la position du capteur de référence. Concernant l'évolution des déphasages en fréquence, on peut observer la présence d'une évolution linéaire de la phase malgré ce saut à 0Hz.

L'évolution des phases (courbes rouges) obtenues à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe transverse est tracée sur la figure 2.13. Cette figure montre la présence d'un léger déphasage le long de l'envergure linéairement dépendant de la fréquence, supposant l'existence d'un phénomène propagatif dans cette direction. Cette observation est très proche de ce qui a été vu sur les données des campagnes d'essais HTP. De même, aucun saut de phase à 0Hz n'a été détecté dans cette direction entre les différents couples de capteurs. Cette évolution des phases entre en contradiction avec l'hypothèse initialement faite par Soumillon qui avait considéré un déphasage nul entre des capteurs situés le long de l'axe transverse.

L'étude des déphasages a montré que malgré les quelques similitudes observées suivant l'axe transverse, il y avait de nombreuses différences entre les déphasages calculés au niveau de l'HTP et ceux calculés sur l'intrados voilure. Afin de mieux comprendre l'origine de ces sauts de phase, une étude a été réalisée sur l'ensemble des capteurs de la campagne intrados n°1.

Les cercles bleus représentent les capteurs de référence utilisés pour chaque section. Les zones représentées sur cette figure sont basées sur les déphasages calculés à partir des données expérimentales de la campagne intrados n°1. Deux zones peuvent être identifiées à partir de la figure 2.14 : une zone rose-orangé et une zone blanche. La zone rose-orangée contient tous les capteurs de pression instationnaire présentant un saut de phase à 0Hz avec les capteurs de référence et la zone blanche contient tous les capteurs ne présentant aucun saut de phase. Cette figure permet ainsi de mettre en évidence une nette délimitation des zones entre les capteurs. Cela tend à confirmer que l'origine du saut de phase à 0Hz est liée en quelque sorte à l'instrumentation et non à la physique du phénomène étudié.

D'autres études ont par ailleurs montré que l'installation des capteurs pouvait aussi être responsable du caractère non physique des mesures faites par les capteurs. En analysant de plus près

	$x/c=3\%$	$x/c=7.5\%$	$x/c=12.5\%$	$x/c=17.5\%$	$x/c=20\%$	$x/c=22.5\%$	$x/c=25\%$	$x/c=30\%$	$x/c=35\%$	$x/c=45\%$	$x/c=55\%$	$x/c=65\%$	$x/c=80\%$	$x/c=95\%$
$y/b=65.8\%$	X	5	9	13	17	21	25	29	32	36	40	44	48	51
$y/b=64.8\%$	X	4	8	12	16	20	24	28	31	35	39	43	47	50
$y/b=63.9\%$	2	X	7	11	15	19	23	27	30	34	38	42	46	X
$y/b=62.1\%$	1	3	6	10	14	18	22	26	X	33	37	41	45	49



 Capteurs de référence pour le calcul des déphasages
 Capteurs sur lesquels un saut de phases apparaît à 0Hz

FIG. 2.14: Grille de capteurs de pression instationnaire de la campagne intrados n°1

l'instrumentation de la campagne intrados n°1 et intrados n°2, il a été remarqué que les deux campagnes avaient été instrumentées de capteurs de pression instationnaire montés en cavité. Hors, comme cela a été mentionné dans l'annexe B, il est indispensable de prendre diverses précautions lorsque les capteurs sont montés en cavité dans la mesure où ce montage peut être à l'origine de plusieurs effets sur les mesures, tels que :

- Diminution de la sensibilité des capteurs de pression instationnaire : Du fait de la présence d'une cavité, et plus particulièrement de sa dimension. Les capteurs de pression instationnaire peuvent ainsi être moins sensibles aux phénomènes mesurés.
- Effet de cavité : La cavité peut agir sous certaines conditions comme un résonateur d'Helmholtz ou résonateur quart-d'onde affectant les mesures et notamment les déphasages entre les capteurs.

De manière à démontrer l'impact que peut avoir l'installation de ces capteurs, une étude a été réalisée à partir de données d'une campagne d'essai HTP munie d'une instrumentation montée en cavité pour le cas d'un fort décollement. La figure 2.15 montre ainsi les cohérences et déphasages obtenus pour différents couples de capteurs de cette campagne le long de la corde.

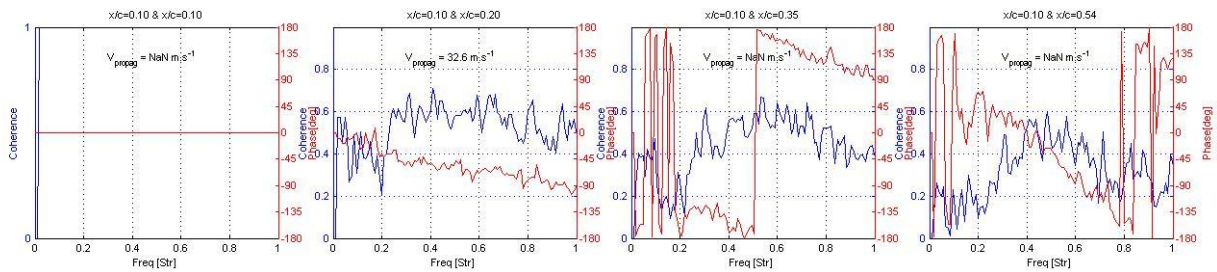


FIG. 2.15: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de la corde pour un cas de tremblement HTP avec des capteurs montés en cavité

Les résultats sont sans appel dans la mesure où l'on voit apparaître sur cette campagne une évolution des cohérences et des déphasages très proche de celle observée sur les campagnes intrados voilure. Il est de même possible de voir des sauts de phase non justifiés à 0Hz, inexistantes lors des campagnes d'essai HTP étudiées dans la section précédente et possédant des capteurs montés en surface. Cette figure permet donc de clairement illustrer que les données mesurées peuvent être très différentes, pour un même phénomène donné, montrant ainsi l'importance du montage des capteurs.

Il est néanmoins important de mentionner que ce mémoire ne cherche nullement à disqualifier les campagnes d'essais en soufflerie réalisées à partir de capteurs montés en cavité mais plutôt à montrer qu'il est nécessaire, lorsque ce type de montage est choisi, de prendre une multitude de précautions afin de s'assurer que les mesures soient acquises correctement. Pour plus d'information sur les précautions à prendre pour lors des mesures de pression instationnaire se référer à l'annexe B.

Les déphasages observés sur ces différentes campagnes d'essais en soufflerie ne nous ont donc pas permis de déterminer des vitesses de propagation expérimentales suivant la direction de la corde. Cette partie n'abordera donc pas d'études spécifiques de ces vitesses de propagation à l'intérieur de la zone de décollement.

2.3 Tremblement sur l'APF

2.3.1 Bases de données expérimentales

Afin de comprendre le comportement de l'écoulement sur l'APF, deux campagnes d'essais en vol ont été réalisées. Ces campagnes ont principalement cherché à mesurer les fluctuations de pression instationnaire existant à l'intérieur de la couche de mélange.

2.3.1.1 Campagne APF n°1

Cette campagne d'essai en vol a été réalisée sur un quadrimoteur en phase de décollage pour diverses configurations de vol (Minotti, 2011). Durant ces essais, trois phases de décollage ont été étudiées (comme présenté sur la figure 2.16) :

- Phase d'accélération
- Phase de rotation
- Phase de montée (à 2000 pieds)

L'instrumentation n'était pas très dense. Ainsi 31 microphones ont été utilisés pour mesurer les pressions instationnaires, dont 17 sur le côté droit et 14 sur le côté gauche de l'APF. Ces microphones, montés en surface, ont principalement été placés le long de l'APF dans la zone où la couche de mélange est présente (aucune information sur la partie transverse n'a été mesurée) et ont permis de mesurer des signaux pour une durée de 10 secondes. Il est important de noter que les excitations aérodynamiques les plus significatives se situent lors de la phase de montée à une altitude de 2000 pieds. Nous nous limiterons donc pour la suite à l'étude de cette phase de vol.

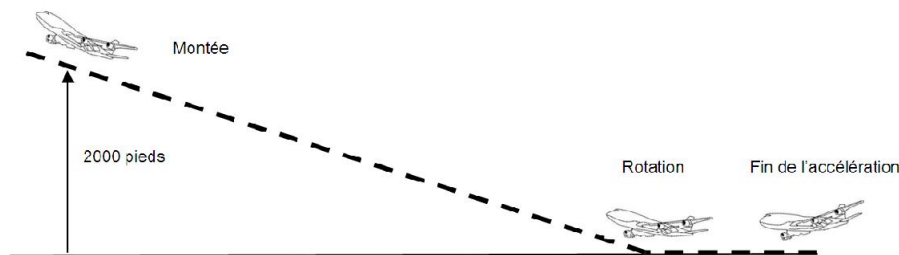


FIG. 2.16: Phases de vol analysées durant l'essai

2.3.1.2 Campagne APF n°2

Cette campagne d'essai a été réalisée sur un autre quadrimoteur en phase de décollage (Minotti, 2012). La géométrie de l'APF de cette campagne est plus petite que celle de l'essai APF n°1. Les

phases de vol testées lors de ces essais ont été les suivantes (c.f. figure 2.17) :

- Première phase de montée (2000 pieds à 6000 pieds)
- Phase de plateau (6000 pieds)
- Deuxième phase de montée (6000 pieds à 35000 pieds)
- Phase de plateau (à 35000 pieds)

De même que pour la campagne n°1, différentes configurations ont été étudiées pour cette campagne. Concernant l'instrumentation, 36 microphones ont été utilisés pour mesurer les pressions instationnaires, dont 20 à gauche et 16 à droite de l'APF et contrairement aux essais précédents, des microphones ont aussi été placés en transverse. La durée totale du signal mesuré a été de 10 secondes. L'étude sera principalement axée, pour ces essais, sur des points appartenant à la première phase de montée de l'avion, cette phase étant celle présentant les plus fortes fluctuations de pression au niveau de l'APF. Il est important de signaler que lors de cette campagne d'essai le placement des capteurs n'a pas été le plus adéquat, dans la mesure où les microphones ont pour la plupart été positionnés en dehors de la zone dans laquelle se trouve la couche de mélange. Quelques microphones sont tout de même exploitables dans le cadre de cette étude.

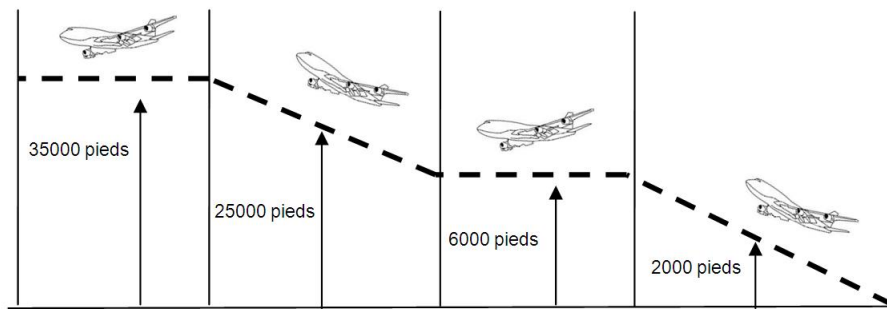


FIG. 2.17: Phases de vol analysées durant l'essai

2.3.2 Physique du phénomène

Une couche de mélange prend généralement naissance lorsque deux courants se déplacent dans la même direction mais à une vitesse différente. Dans le cas de l'APF, ces deux courants sont d'une part le jet d'air infini amont avec une vitesse $V_{A/C}$ qui correspond à la vitesse de l'air infini amont et d'autre part le jet d'air froid issu de la soufflante avec une vitesse V_{19} . Ainsi, lorsque ces deux courants d'air se rejoignent, il y a apparition d'une discontinuité de vitesse provoquant la formation d'une région turbulente, dite zone de mélange, à l'aval du point de rencontre de ces deux écoulements. La figure 2.18 présente un schéma simplifié de la formation de cette couche de mélange sur l'APF.

L'hypothèse de l'existence d'une source d'excitation aérodynamique a d'abord été énoncée suite à une étude réalisée sur les vitesses de convection dans la couche de mélange. En effet, il avait été observé que cette vitesse de convection calculée à l'intérieur de la zone excitée en un point donné de l'APF était linéairement dépendante de la vitesse de l'air infini amont. Cela ne pouvait alors s'expliquer a priori que si le phénomène étudié était un phénomène purement aérodynamique. Cela a, par la suite, été vérifié via une étude CFD mettant clairement en évidence la présence d'une zone fortement instationnaire et conique le long de l'APF. C'est ce qui s'observe d'ailleurs sur la figure 2.19, où les résultats de deux calculs ZDES réalisés sur la partie gauche de l'APF des avions de la campagne d'essai n°1 (à gauche) et de la campagne d'essai n°2 (à droite) sont présentés. Sur cette figure les valeurs RMS de pression sont représentées en couleur et les microphones sont représentés sous forme de points noirs. Ainsi, des zones fortement instationnaires (zone de couleur jaune-rouge),

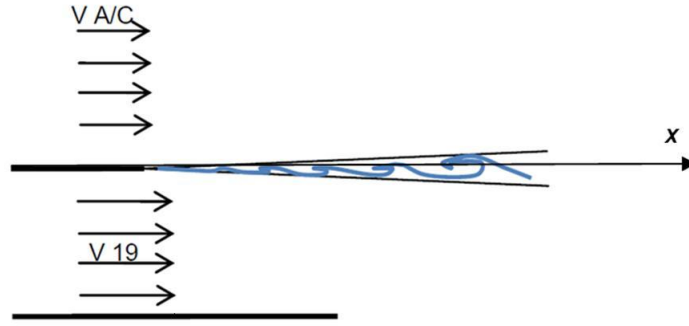


FIG. 2.18: Couche de mélange sur l'APF de la campagne APF n°1

de forme conique, peuvent s'observer, s'initiant à la sortie de la nacelle et se prolongeant tout le long de la structure.

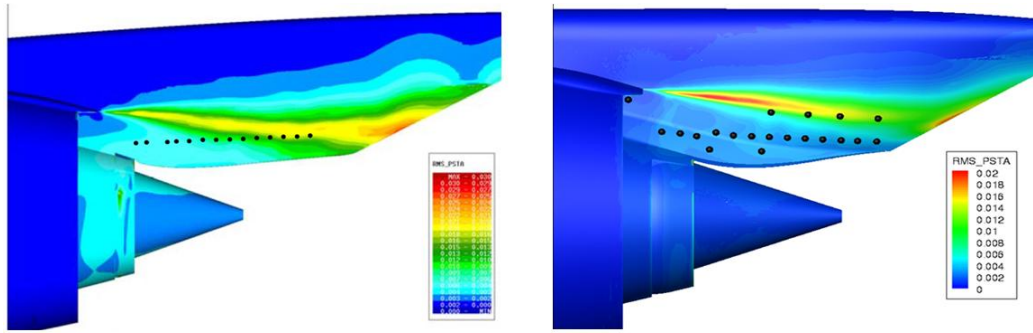


FIG. 2.19: Visualisation de la couche de mélange sur l'APF de la campagne APF n°1 (à gauche) et la campagne n°2 (à droite)

2.3.3 Analyse des données instationnaires

Une analyse des données instationnaires est effectuée dans cette section dans le but de mieux comprendre la physique derrière le phénomène de tremblement APF. Par souci de simplicité seul les points de fortes vibrations seront présentés. Il est à noter que tous les résultats montrés dans cette partie sont représentatifs de ce qui a été observé sur tous les points d'essais analysés.

Etude des PSD de pression La figure 2.20 présente l'évolution des PSD de pression obtenues à partir de capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal de l'APF. Ces courbes ont été tracées à partir des informations estimées à l'intérieur de la couche de mélange, qui est la zone qui nous intéresse dans cette étude. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des PSD.

L'évolution des amplitudes PSD de pression suivant cet axe longitudinal est similaire à celle observée sur l'empennage horizontal lors de l'étude des décollements HTP. En effet, les deux cas présentent une évolution progressive et décroissante des PSD le long de la corde. En ce qui concerne l'évolution des fréquences, la bosse fréquentielle des PSD semble aussi varier au fur et à mesure que l'on se dirige vers la partie arrière de l'APF. Cette diminution en fréquence peut s'expliquer par le fait qu'à l'intérieur de la couche de mélange, les tourbillons qui apparaissent augmentent de taille, entraînant une diminution de leurs fréquences caractéristiques.

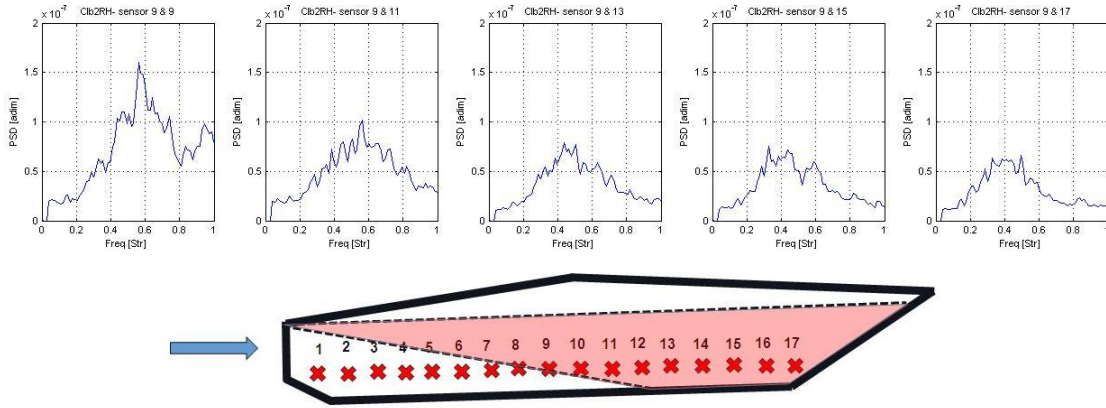


FIG. 2.20: PSD de pression suivant l'axe longitudinal de l'APF (campagne APF n°1)

La figure 2.21 montre l'évolution des PSD de pression tracées à partir de capteurs de pression situés le long de l'axe transverse. Il est à noter que pour l'étude des PSD suivant cette direction seule la campagne APF n°2 a été capable de nous fournir des informations, la campagne APF n°1 ne possédant pas de capteurs le long de l'axe transverse. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs PSD.

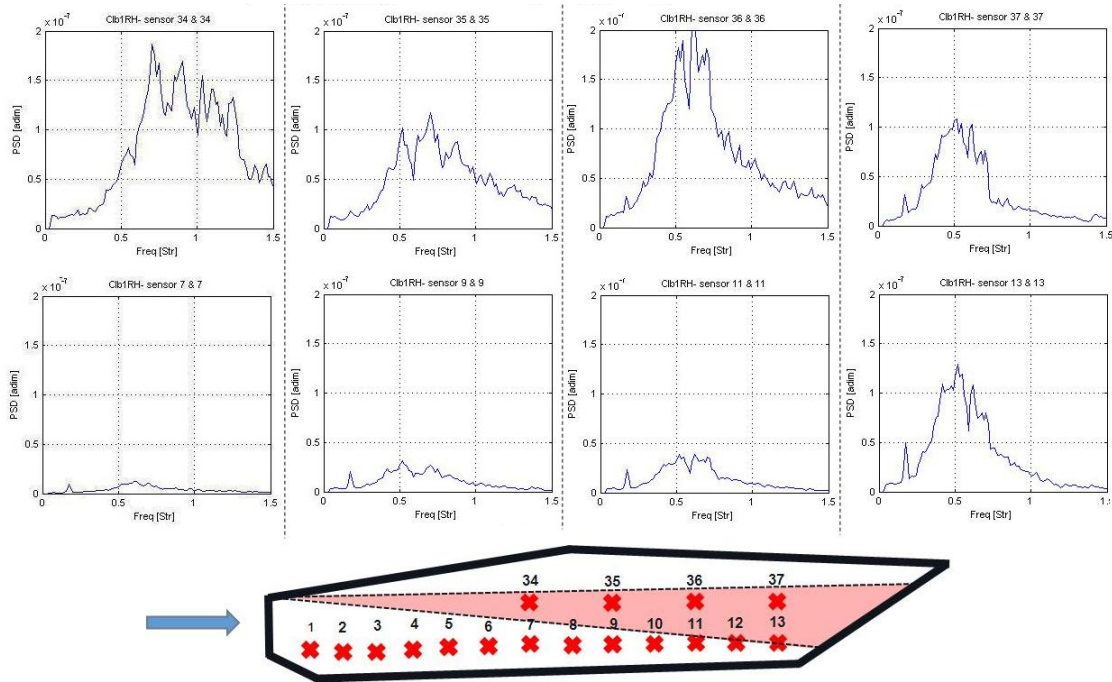
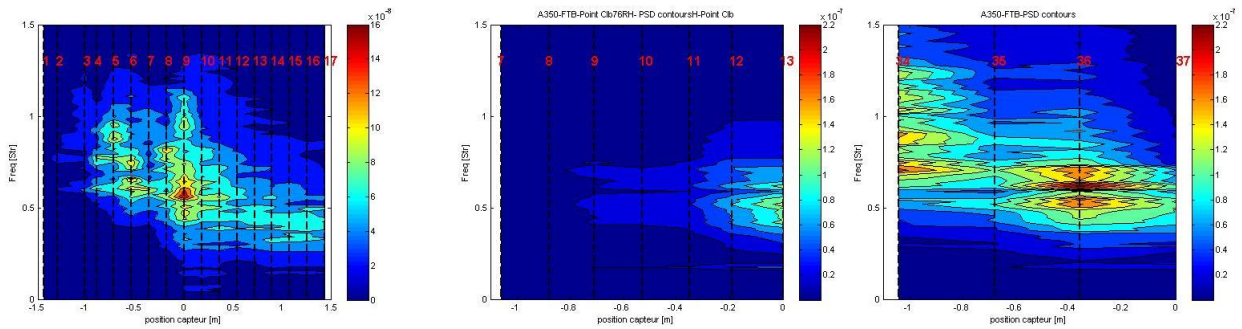


FIG. 2.21: PSD de pression suivant l'axe transverse de l'APF (campagne APF n°2)

L'évolution des amplitudes suivant l'axe transverse est très brutale entre certains capteurs. En effet, il peut être observé que pour les capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange, les fluctuations sont très fortes alors que pour ceux situés à l'extérieur de celle-ci, les fluctuations sont faibles. Ceci s'explique notamment par le fait qu'à l'intérieur de la couche de mélange l'énergie de l'écoulement est relativement importante, générant des fluctuations de pression significatives, ce qui n'est pas le cas en dehors de la couche de mélange où l'énergie de l'écoulement est minimale, créant ainsi de toutes petites fluctuations, de niveau bien inférieur à ce qui est observé à l'intérieur de

la couche de mélange. En ce qui concerne l'évolution en fréquence, aucune évolution n'a pu être observée suivant cette direction.

Afin de mieux visualiser l'évolution en fréquence le long de l'axe longitudinal, des contours de PSD ont été tracés. La figure 2.22 montre ainsi les contours de PSD tracés pour les deux campagnes d'essais à partir de capteurs situés le long de l'APF. Sur ces contours, l'amplitude des PSD est tracée en couleur en fonction de la fréquence et de la position des microphones. Le contour des PSD de pression obtenu pour la campagne APF n°1 est présenté sur la figure 2.22 (a) et ceux associés à la campagne APF n°2 sont tracés sur la figure 2.22 (b). Il est important de noter que sur la figure 2.22 (b) se trouve d'une part à gauche le contour des PSD des capteurs situés sur la partie basse de l'APF et d'autre part à droite le contour des PSD des capteurs situés sur la partie haute de l'APF.



(a) Contours de PSD de la campagne APF n°1 tracés à partir des capteurs de pression

(b) Contours de PSD de la campagne APF n°2 tracés à partir des capteurs de pression. A gauche se trouvent les capteurs situés à l'extérieur de la couche de mélange et à droite ceux situés à l'intérieur

FIG. 2.22: Contour PSD pour les deux campagnes d'essais APF

L'étude de ces contours des PSD met bien en évidence l'existence de différentes régions excitées sur l'APF. Les PSD de pression prennent ainsi pour les deux campagnes des valeurs importantes sur une grosse partie de l'APF, plus particulièrement dans les zones localisées à l'intérieur de la couche de mélange. Ainsi pour la campagne APF n°1, les PSD de pression ont, pour les capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange, à peu près toutes des valeurs comparables le long de l'APF avec cependant une légère décroissance des fréquences caractéristiques de l'écoulement et de l'amplitude. En revanche, la campagne APF n°2 montre une évolution différente de l'amplitude des PSD à l'intérieur de la couche de mélange. En effet, sur la zone supérieure de l'APF, la PSD du premier capteur (capteur n°34) possède une amplitude assez importante, ce qui n'est pas le cas du capteur voisin (capteur n°35) qui lui a une amplitude relativement faible. Le troisième capteur (capteur n°36) montre par contre à nouveau une augmentation de l'amplitude PSD. Il y a ainsi sur une même section longitudinale la présence d'une diminution puis d'une augmentation de l'amplitude PSD de pression, a priori non physique. Deux explications peuvent être données à ce phénomène :

- Interaction avec un phénomène externe : il est possible qu'un phénomène global de type aérodynamique induite ou bruit moteur vienne perturber l'aérodynamique naturelle de l'écoulement polluant ainsi les mesures d'amplitude des PSD de pression.
- Défaillance du microphone : il est également possible qu'un des microphones présente des défaillances ne lui permettant pas de déterminer de manière fiable l'amplitude PSD de pression.

Etude de la cohérence La figure 2.23 montre l'évolution des cohérences (courbes bleues) pour différents couples de capteurs de pression situés le long de l'axe longitudinal. Ces courbes ont été

tracées à partir des informations mesurées à l'intérieur de la couche de mélange. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées en bleu donne les valeurs des cohérences.

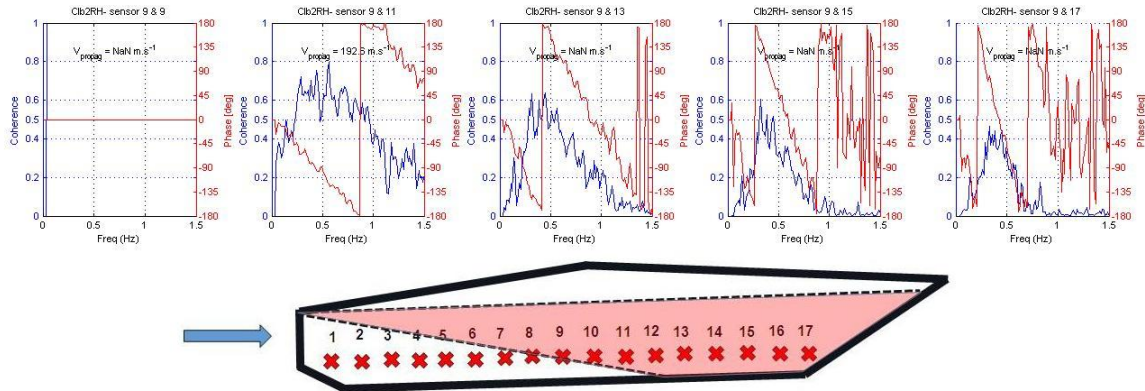


FIG. 2.23: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs suivant l'axe longitudinal pour un cas de tremblement APF

Le tracé de ces courbes montre bien l'existence de points communs entre le tremblement APF et le tremblement HTP. En effet, il est possible d'observer la présence d'une décroissance spatiale et fréquentielle de la cohérence entre les capteurs indiquant aussi la présence d'un phénomène de propagation de différentes échelles à l'intérieur de cette couche de mélange. Cette figure montre aussi la présence d'un déplacement de la bosse spectrale de l'excitation lorsqu'on se dirige vers la partie arrière de l'APF. Il sera ainsi nécessaire de tenir compte de cette variation en fréquence afin de pouvoir correctement modéliser les cohérences entre les capteurs.

En ce qui concerne la propagation d'instationnarités suivant l'axe transverse, seule la campagne APF n°2 a été capable de nous fournir ces informations. Comme indiqué précédemment, cette campagne est en effet la seule qui possède deux rangées de capteurs sur l'APF, permettant ainsi d'effectuer ce type d'analyse. La figure 2.24 montre une étude de cohérence réalisée pour différents couples de capteurs situés le long de l'axe transverse de l'écoulement. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées en bleu donne les valeurs des cohérences.

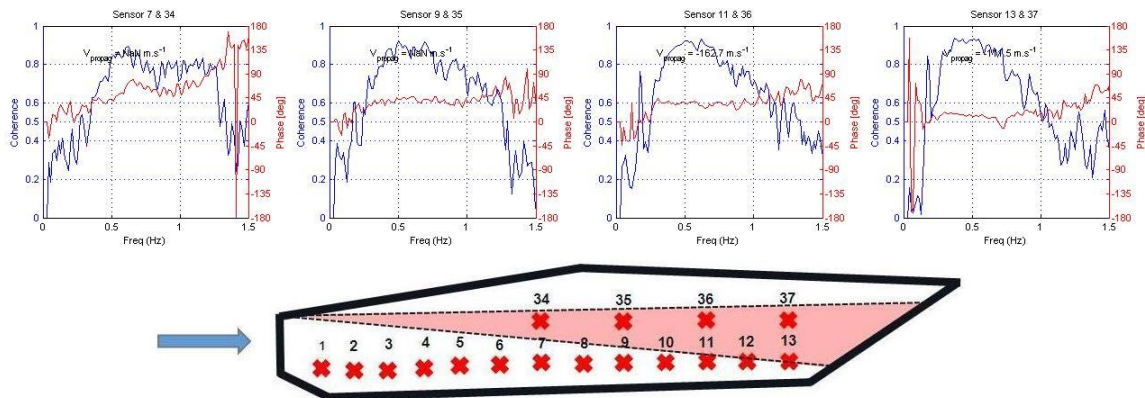


FIG. 2.24: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs suivant l'axe transverse pour un cas de tremblement APF

Les cohérences entre ces couples de capteurs sont relativement élevées et cela quelle que soit la position du capteur. Ainsi un capteur qui sera dans une zone en dehors de la couche de mélange présentera avec un capteur situé à l'intérieur de celle-ci une cohérence presque aussi élevée que deux

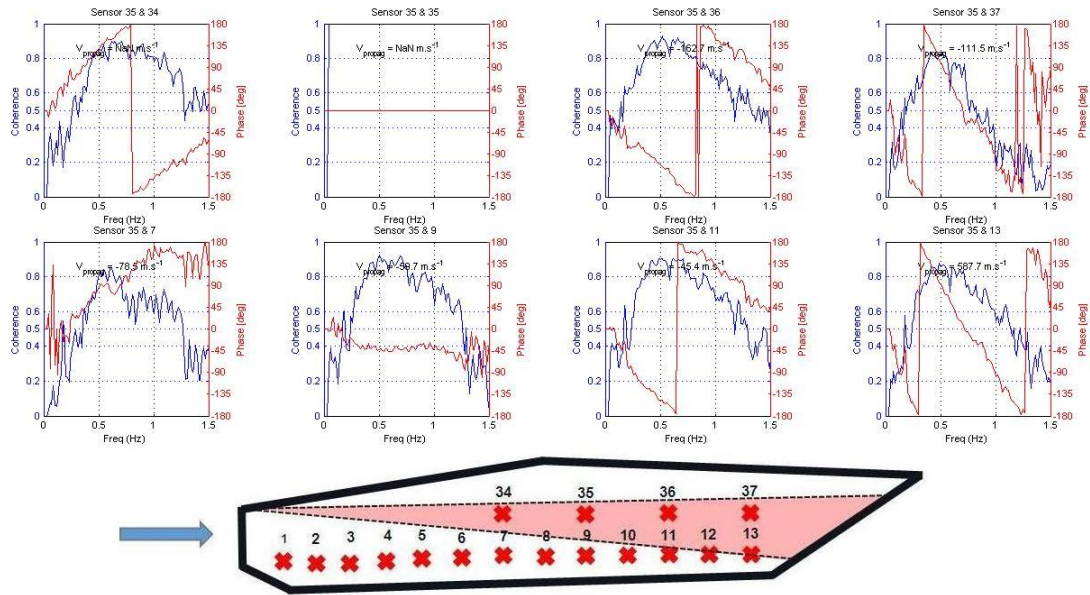


FIG. 2.25: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre le capteur n°35 et les capteurs n°34, n°36, n°37, n°7, n°9, n°10 et n°13 pour un cas de tremblement APF

capteurs situés à l'intérieur de cette couche de mélange. Ceci soulève donc quelques questions quant à l'origine non aérodynamique de l'excitation instationnaire mesurée par les capteurs suivant cette direction.

Une autre étude réalisée entre différents capteurs de la rangée inférieure et le capteur n°35 est présenté sur la figure 2.25. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées en bleu donne les valeurs des cohérences.

Cette figure montre que quel que soit le capteur utilisé pour estimer les cohérences entre le capteur n°35 et les autres, les cohérences restent très élevées avec à peu près le même niveau. Ceci indique que la valeur des cohérences entre deux capteurs de rangées différentes sont peu dépendantes de leurs positions (à l'intérieur ou à l'extérieur de la couche de mélange). En vue des observations précédemment énoncées, il a été décidé que la validation du modèle ne sera faite qu'à partir des informations collectées en longitudinal, du fait notamment de la difficulté à comprendre la physique intervenant suivant la direction transverse et du manque de données.

Une étude des contours de cohérence met aussi en évidence la présence de certains phénomènes parasites sur l'APF, n'étant pas propres à des phénomènes purement aérodynamiques. La figure 2.26 montre les contours de cohérences obtenus à partir de l'information délivrée par les microphones, pour les deux campagnes d'essais. Ces contours sont ainsi tracés à gauche pour la campagne APF n°1 et à droite pour la campagne APF n°2. Pour cette dernière campagne, les capteurs utilisés ont été ceux situés sur la rangée basse dans la mesure où ce phénomène n'a été observé qu'à l'extérieur de la couche de mélange. Les points de référence pour le calcul de ces contours se trouve à l'extérieur de la zone excitée définie par la CFD.

Sur cette figure la présence de certains trous à des fréquences bien spécifiques est observée (environ à $Str=0,6$ pour la campagne APF n°1 et à $Str=0,8$ pour la campagne APF n°2). Ces trous ont été remarqués à la même fréquence sur toutes les configurations étudiées de chaque campagne ce qui indiquerait a priori la présence d'un phénomène non purement aérodynamique plutôt global

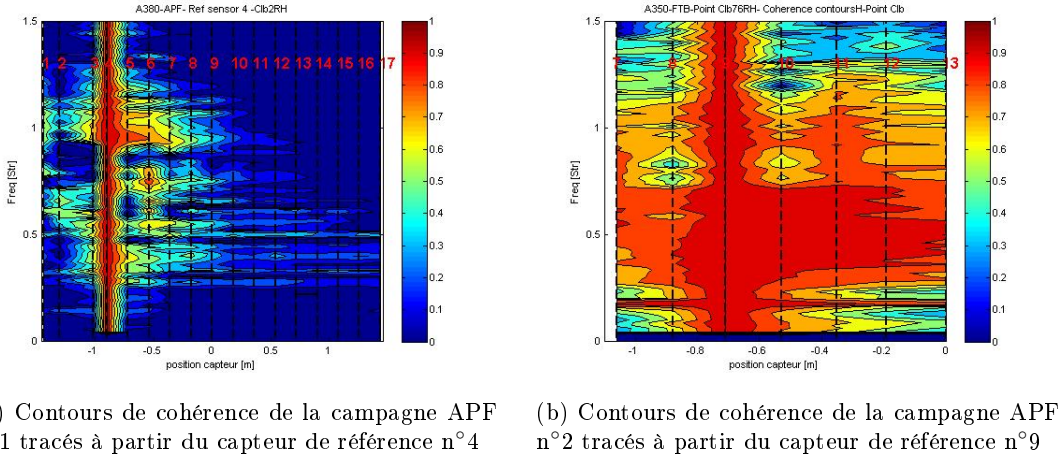


FIG. 2.26: Contours de cohérence mettant en évidence la présence de phénomènes parasites en dehors de la couche de mélange

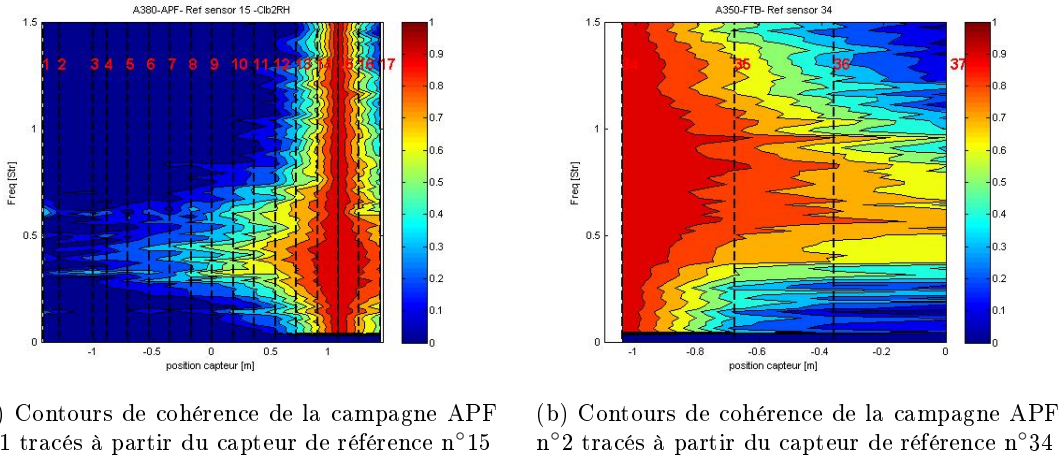


FIG. 2.27: Contours de cohérence tracés à partir de capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange

et non local. Plusieurs hypothèses ont été émises à l'issue de l'analyse de ces contours ; il pourrait ainsi s'agir soit d'un phénomène d'aérodynamique induite où un mode de la structure répond à une excitation instationnaire, soit d'un bruit moteur venant impacter la structure de l'APF sur une bande de fréquence bien définie. Une étude de cohérence réalisée à partir des données de la campagne APF n°1 sur les deux côtés de l'APF a d'ailleurs montré qu'il existait de fortes cohérences entre le côté droit et le côté gauche de l'APF autour d'un nombre de Strouhal de 0,6, confirmant ainsi le caractère global de l'excitation et éliminant toute cause aérodynamique pour ce phénomène. Un autre point important à mentionner est qu'aucune forme caractéristique typique de la présence d'instationnarités se propageant le long d'une direction n'a été observée sur ces capteurs situés en dehors de la couche de mélange. Les cohérences ici ne sont, en effet, ni décroissantes en fréquence ni décroissantes en espace montrant ainsi que cette région n'est pas excitée par l'aérodynamique de l'écoulement. Par contre, pour les capteurs situés à l'intérieur de cette zone, la forme des cohérences est tout autre. C'est d'ailleurs ce qui est observé sur la figure 2.27 dans laquelle les contours de cohérence sont tracés à partir des capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange. Toujours est-il, les informations obtenues sur ces capteurs à l'extérieur de la zone excitée par l'écoulement ne permettent pas de conclure sur la nature physique du phénomène à l'origine de ces trous.

L'étude des données en vol a aussi permis de vérifier la validité de la CFD concernant l'extension de la zone instationnaire définie à partir des valeurs RMS de pression. Ainsi, la zone délimitée par la CFD semble bien correspondre à celles observée via les données expérimentales.

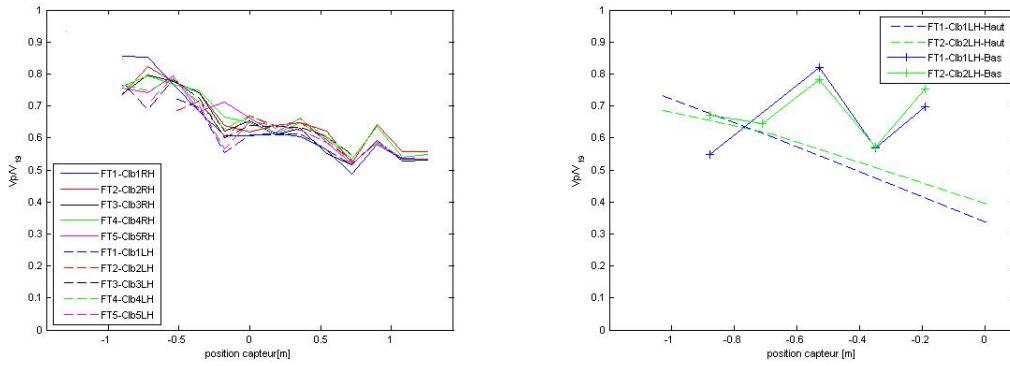
Etude de la phase La figure 2.23 présente l'évolution des déphasages (courbes rouges) obtenus pour des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal. Le tracé de ces courbes montre ainsi l'existence de nombreux points communs entre les phénomènes de tremblement de l'APF et le phénomène de tremblement HTP. En effet, les déphasages entre les capteurs ont une évolution quasi-linéaire en fonction de la fréquence indiquant la présence d'un phénomène propagatif à l'intérieur de la couche de mélange.

L'évolution des phases le long de l'axe transverse est tracée sur la figure 2.24. Les déphasages observés entre les capteurs montrent que ceux-ci ont une forme bien différente de ce qui a été pour le moment présenté. En effet, ces déphasages semblent tous avoir des valeurs constantes là où les cohérences sont les plus élevées, indiquant l'absence de phénomènes propagatifs à l'intérieur de la couche limite pour ces points de vol. Ceci soulève donc des questions quant à l'origine non aérodynamique de l'excitation instationnaire mesurée par les capteurs en transverse. Ce dernier point accompagné de la remarque faite précédemment sur les cohérences entre les capteurs en transverse semble confirmer l'hypothèse du caractère non-aérodynamique du phénomène mesuré par ces capteurs, venant d'une source externe, située en dehors de la couche de mélange. Deux problèmes se posent donc du point de vue modélisation suivant cette direction : d'une part la difficulté de savoir si les données reflètent des informations purement liées à l'aérodynamique locale ou des informations plutôt globales dues à des problèmes de bruit moteur ou d'aérodynamique induite et d'autre part le problème lié au manque de données en transverse ne permettant pas de modéliser de manière représentative l'évolution des cohérences en transverse.

Plus généralement, les phénomènes observés au niveau de l'APF, en termes de phase et de cohérences, sont tellement similaires à ceux observés sur l'HTP le long de l'axe longitudinal qu'une modélisation est tout à fait envisageable.

En ce qui concerne les vitesses de convection à l'intérieur de la couche de mélange, elles ont été calculées de manière analogue à ce qui a été précédemment fait sur l'HTP, i.e. à partir de la pente de déphasage en fréquence entre deux capteurs. L'étude de ces vitesses de propagation se justifie dans la mesure où, à la différence de toutes les autres campagnes présentées jusqu'ici, la valeur de cette vitesse semble évoluer de manière significative le long de l'axe longitudinal. Les résultats obtenus sont ainsi présentés sur la figure 2.28 pour les deux campagnes d'essais. Les vitesses de propagation ont été principalement calculées à partir des capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange, les capteurs situés à l'extérieur de cette zone ne pouvant fournir aucune information fiable sur ces vitesses.

Les vitesses de propagation adimensionnées des instationnarités à l'intérieur de la couche de mélange pour différentes configurations de chaque campagnes ont toutes des valeurs proches. Ces valeurs confirment donc bien la présence d'un phénomène purement aérodynamique à l'intérieur de la zone excitée. Un autre point intéressant à étudier sur cette figure est l'évolution des vitesses en fonction de x pour les différentes configurations. En effet, on observe pour les deux campagnes que les vitesses adimensionnées de propagation des instationnarités décroissent au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la nacelle. Ceci est un phénomène assez inattendu dans la mesure où à l'intérieur d'une couche de mélange il n'y a normalement pas variation des vitesses de convection le long de l'axe longitudinal. Deux facteurs peuvent être à l'origine de ces fluctuations de vitesses ; d'une part le positionnement des capteurs, qui du fait de leurs non alignement par rapport à l'axe de la couche de



(a) Vitesse de propagation adimensionnée calculée à partir des capteurs de pression de la campagne APF n°1

(b) Vitesse de propagation adimensionnée calculée à partir des capteurs de pression de la campagne APF n°2

FIG. 2.28: Vitesse de propagation adimensionnée calculée à partir des capteurs de pression instantanée

mélange donne cette impression de décroissance des vitesses et d'autre part le frottement engendré par le passage du fluide sur la paroi de la structure, ralentissant l'écoulement, et diminuant ainsi sa vitesse de propagation.

L'analyse qui a été réalisée sur le contenu fréquentiel des PSD de pression et sur les vitesses de propagation a montré que ces deux paramètres évoluaient à peu près de la même manière. Un lien semble donc exister entre l'évolution de ces valeurs des vitesses locales de convection et l'évolution des fréquences des instationnarités le long de l'axe longitudinal. Afin de vérifier cela, un nouveau nombre de Strouhal est donc défini à partir des observations faites sur les vitesses de convection des instationnarités présentes à l'intérieur de la couche de mélange. Ce nouvel adimensionnement en fréquence n'est plus basé sur la vitesse infini amont mais sur la vitesse de convection locale $V_p(x)$. Le nouveau nombre de Strouhal peut se définir de la manière suivante :

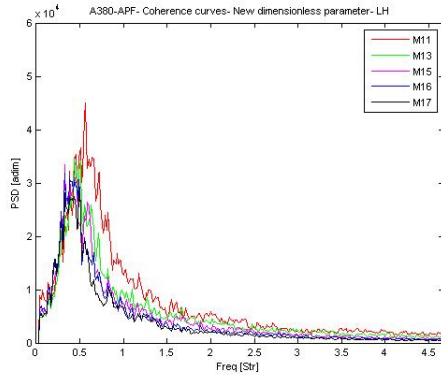
$$Str = \frac{f L_{ref}}{V_p(x)} \quad (2.1)$$

avec f la fréquence, L_{ref} la longueur de référence et $V_p(x)$, la vitesse locale de convection des instationnarités à l'intérieur de la couche de mélange.

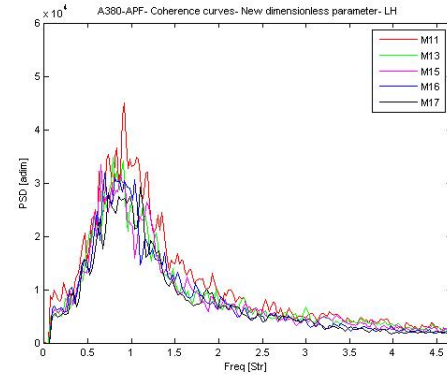
La figure 2.29 montre ainsi pour la campagne APF n°1 (en haut) et la campagne APF n°2 (en bas) l'évolution des PSD de pression de capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange avec l'ancien et le nouvel adimensionnement. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des PSD.

Les PSD de pression des figures (b) et (d) semblent bien être centrées sur une même fréquence, confirmant bien la pertinence de ce nouvel adimensionnement et donc l'existence d'un possible lien entre l'évolution des vitesses et l'évolution des fréquences des instationnarités. Ce résultat, vérifié sur tous les autres points d'essais des campagnes APF n°1 et APF n°2 permet donc de valider pour le cas du tremblement APF l'utilisation de ce paramètre comme nouveau paramètre d'adimensionnement pour le cas d'une couche de mélange.

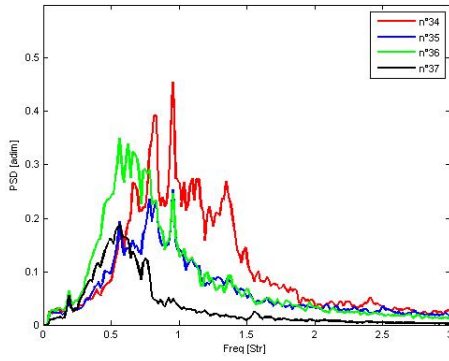
Cette étude a permis d'éclaircir plusieurs aspects liés à la physique de la couche de mélange formée sur l'APF de l'avion. En effet, elle a montré l'existence de plusieurs similitudes entre les phénomènes physiques observés à l'intérieur de cette couche de mélange et ceux présent dans un



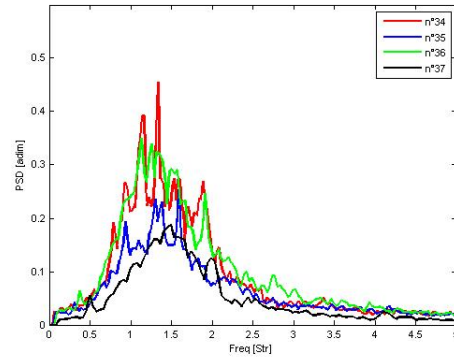
(a) PSD de pression tracée à partir du nombre de Strouhal classique pour la campagne APF n°1



(b) PSD de pression tracée à partir du nouveau nombre de Strouhal pour la campagne APF n°1



(c) PSD de pression tracée à partir du nombre de Strouhal classique pour la campagne APF n°2



(d) PSD de pression tracée à partir du nouveau nombre de Strouhal pour la campagne APF n°2

FIG. 2.29: PSD de pression de différents capteurs de pression instationnaire situés dans la zone de la couche de mélange

décollement de type HTP. Ainsi, l'évolution des cohérences et des déphasages entre le tremblement APF et le tremblement HTP suivent quasiment la même tendance avec une décroissance en exponentielle négative de la cohérence et une dépendance linéaire de la phase avec l'envergure. Cette étude a par ailleurs montré l'existence de nombreux pics sur les PSD de pression, à des fréquences bien définies, probablement liés à la présence d'aérodynamique induite ou d'un bruit moteur sur les données. Ces pics ont non seulement été observés sur différents spectres de pression mais aussi sur différentes courbes de déphasages et de cohérences entre les capteurs.

L'étude de l'APF a également contribué à vérifier les résultats issus des calculs numériques réalisés sur l'APF ; en effet, la zone instationnaire définie par le calcul numérique correspond bien à la zone expérimentale observée. Cette étude a aussi vérifié le lien existant entre les domaines de fréquence excitée et la vitesse de propagation locale des instationnarités à l'intérieur de la couche de mélange. Ce dernier point reste cependant à confirmer via une étude plus approfondie d'une campagne d'essai mieux instrumentée.

Chapitre 3

Analyse d'un cas de tremblement avec interaction onde de choc/couche limite

Ce chapitre a été consacré à l'étude du tremblement extradors voilure dans la mesure où la physique de ce phénomène est relativement différente de celle des tremblements étudiés dans le chapitre précédent. Sa particularité réside principalement dans la présence d'une onde de choc qui vient fortement impacter l'écoulement sur l'extrados de l'aile. L'objet de ce chapitre est d'analyser ce phénomène et d'acquérir une meilleure compréhension de la physique du tremblement en se basant notamment sur les données issues de différentes campagnes d'essais en soufflerie et en les complétant par les travaux déjà réalisées issus de la littérature.

3.1 Bases de données expérimentales

Afin de comprendre le comportement de l'écoulement sur l'extrados voilure, quatre campagnes d'essais en soufflerie ont été étudiées.

3.1.1 Campagne CAT3D

Les essais CAT3D (Contrôle Aérodynamique du Tremblement tridimensionnel) ont été réalisés dans la soufflerie S2Ma de l'Onera en 2000 (Despré, 2001). La maquette de l'essai est une demi-aile avec un demi-fuselage monté à la paroi de la veine (c.f. figure 3.1). L'aile a été générée à partir du profil OAT15A et est équipée de trois petits volets localisés entre $y/b=0,40$ et $y/b=0,80$ d'envergure et motorisés de manière indépendante dans le but de pouvoir effectuer du contrôle sur l'écoulement lors de l'apparition du tremblement. Les dimensions de cette maquette sont les suivantes :



FIG. 3.1: Photo de la maquette CAT3D

Envergure	1125 mm
Corde à l'extrémité	225 mm
Corde à l'emplanture	450 mm
Flèche	30°
Surface de référence	$0,42m^2$
Longueur de référence	0,3375 m

TAB. 3.1: Dimensions de la maquette CAT3D

Instrumentation de la maquette La voilure est équipée de 55 prises de pression statique réparties sur deux sections en envergure, une située vers l'emplanture et une située sur la section

centrale. La maquette est aussi équipée de 103 capteurs de pression instationnaire répartis sur trois sections en envergure (46%, 60% et 73%), de 6 accéléromètres (dont 2 n'ont pas fonctionné), d'un pont de jauge à l'emplanture de l'aile qui mesure la flexion de la voilure et de 2 fibres optiques pour mesurer la déformation statique de la voilure par une caméra fixe. En ce qui concerne les capteurs de pression instationnaire, la position de ces capteurs est très dense au niveau de la zone du choc. En effet ces capteurs ont été positionnés de manière resserrée sur la plage d'oscillation du choc avec un pas de 2% en corde afin de bien pouvoir capter les instationnarités générées par la présence du choc. Les capteurs ont été placés de 15% en corde jusqu'à 95% en corde. Une synthèse concernant l'instrumentation de la campagne CAT3D est présentée sur la figure 3.2.

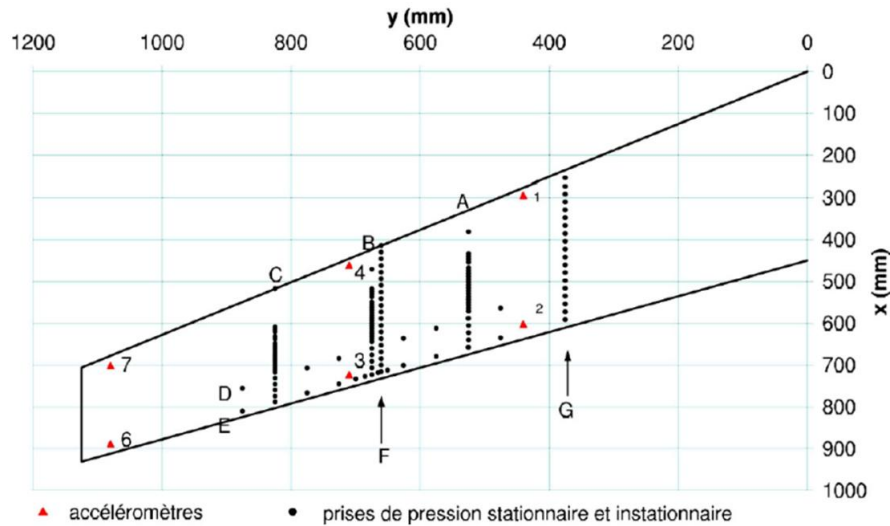


FIG. 3.2: Instrumentation de la maquette CAT3D

Conditions d'essai Les conditions d'essais sont résumées dans le tableau 7.1 :

Mach	Re	α	P_i	T_i
0,80 – 0,84	$2 \cdot 10^6$	$0^\circ - 5^\circ$	$6 \cdot 10^4 Pa$	$295K$

TAB. 3.2: Conditions d'essai de la campagne CAT3D

Il est à noter que pour le cas de tremblement fort, la position du choc sur la section externe (section C, cf. figure 3.2) se trouvait en dehors de la zone où se situaient les capteurs de pression instationnaire. Cette position n'a donc pas pu être définie de manière précise et les phénomènes liés au passage du choc n'ont pas pu être étudiés non plus.

3.1.2 Campagne FLIRET

Les essais FLIRET (Flight Reynolds Number Testing) ont été réalisés en novembre 2005 dans la soufflerie cryogénique ETW (European Transonic Windtunnel) dans le cadre d'un projet européen visant à comprendre l'effet du nombre de Reynolds sur des écoulements à grande vitesse (Angeli, 2006). L'essai s'est réalisé sur une demi maquette rigide représentative d'un avion de transport civil à une échelle de 1/30. Afin de pouvoir utiliser la maquette dans cette soufflerie, celle-ci a dû être conçue afin de pouvoir résister aux hautes variations de température, de pression et vitesse.

Instrumentation de la maquette La maquette est instrumentée avec 245 prises de pression statique localisées sur 7 sections en envergure. La maquette a aussi été équipée de 42 capteurs de

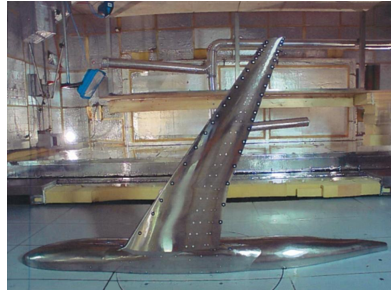


FIG. 3.3: Photo de la maquette FLIRET

pression instationnaire localisés sur trois sections différentes en envergure ($y/b=58\%$, $y/b=68\%$ et $y/b=79\%$) et une section en corde ($x/c=85\%$). Six accéléromètres cryogéniques ont aussi été positionnés sur la maquette afin de pouvoir capter les vibrations que subit la voilure. Ces accéléromètres sont localisés sur l'emplanture ainsi que sur la partie proche de $y/b=40\%$ et vers $y/b=60\%$. Une synthèse concernant l'instrumentation de la campagne FLIRET est présentée sur la figure 3.4.

Steady pressure:

A total of 245 pressure tapings exist including 7 span-wise stations

Unsteady pressure:

A total of 42 dynamic sensors installed on the wing upper surface

- 3 span-wise stations (ETAg 0.58; 0.685; 0.79)
- 1 chord-wise station (X/C 0.85)

Wing accelerometers:

A total of 6 cryogenic accelerometers are installed in the wing, from the root to the maximum possible outboard location.

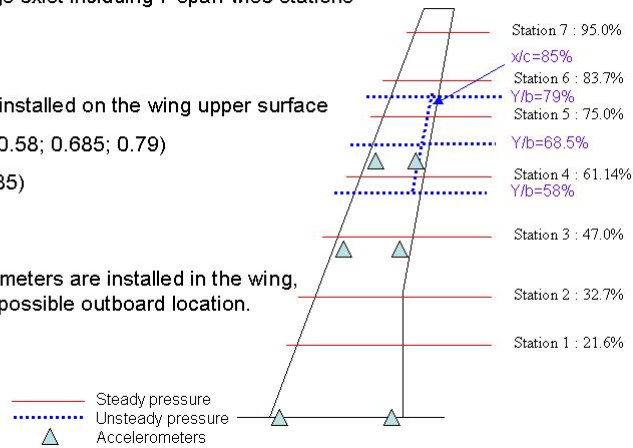


FIG. 3.4: Instrumentation de la maquette FLIRET (Angeli, 2006)

Conditions d'essai Les conditions testées sont résumées dans le tableau 3.3 :

Mach	Re	C_z	P_t	T_t
0,85 – 0,93	8.10^6 - 70.10^6	0 – 1,26	$154KPa$ – $344KPa$	$115K$ – $300K$

TAB. 3.3: Conditions d'essai de la campagne FLIRET

Les paramètres ont été choisis de manière à pouvoir faire une étude de l'effet de la pression dynamique sur la maquette. Il est à noter pour cette campagne que l'interprétation des données a dû être effectuée de manière très minutieuse afin de pouvoir exploiter les données tout en restant critique sur la manière dont les données ont été acquises. En effet, lors de cette campagne d'essai, il a été remarqué que différents types de capteurs de pression instationnaire avaient été montés sur la maquette avec deux types d'installations différentes. Ainsi, un groupe de capteurs avait été monté en surface et un autre avait été monté en cavité. Cela n'est a priori pas le montage optimal pour

avoir des valeurs de déphasages ou d'amplitudes fiables entre les capteurs. Malheureusement, peu d'information sur la manière dont les données ont été acquises a pu être trouvée, ne permettant pas d'éclaircir si certaines précautions en vue du montage des capteurs avaient été prises ou non par rapport à ces essais. Toutefois, les fréquences mesurées par les capteurs de pression instationnaire ne devraient a priori pas être perturbées par le montage des capteurs, ni par le type de capteurs utilisés.

En ce qui concerne l'étude sur l'extrados voilure, cet essai n'avait pas inclus comme pour les essais CAT3D une grille de capteurs raffinée au niveau de la zone du choc. Ainsi, la zone du choc n'est en général pas suffisamment couverte par les capteurs, ne permettant pas de pouvoir faire une étude poussée de cette zone. En revanche, la zone proche du bord de fuite est mieux instrumentée, ce qui laisse donc la possibilité de mieux comprendre certains phénomènes au niveau de la zone décollée. Toujours est-il que malgré les quelques incertitudes concernant la fiabilité des données, cette campagne reste importante à prendre en compte dans la mesure où l'aile a une géométrie qui se rapproche de celle d'un avion réel, ce qui n'est pas le cas de la voilure faite à partir du profil OAT15A.

3.1.3 Campagne AVERT

Les essais AVERT (Aerodynamic Validation of Emission Reducing Technologies) ont été réalisés dans la soufflerie S2Ma de l'Onera en 2010 (Massonnat, 2010). La maquette de l'essai est la même que celle utilisée lors de la campagne CAT3D. Lors de ces essais, différentes configurations de la maquette et divers réglages des dispositifs de contrôle de l'écoulement ont été testés. L'objectif principal a été d'analyser les composantes statiques et dynamiques des pressions sur la voilure en variant de manière continue l'incidence pour un nombre de Mach et une pression d'arrêt donnés et d'analyser les fluctuations de pressions lors de « points stabilisés » au voisinage du point de déclenchement du tremblement.

Instrumentation de la maquette La voilure est équipée de 86 prises de pression statiques réparties sur 4 sections différentes de l'aile en envergure. La maquette est aussi équipée de 54 capteurs de pression instationnaire distribués sur 7 sections de l'aile et de six accéléromètres disposés sur trois sections de l'aile en envergure. Pour ces essais, deux sections ont une grille de capteurs raffinée dans la zone du choc, la plupart des capteurs se situant dans la zone décollée. Une synthèse concernant l'instrumentation de la campagne AVERT est présentée sur la figure 3.5.

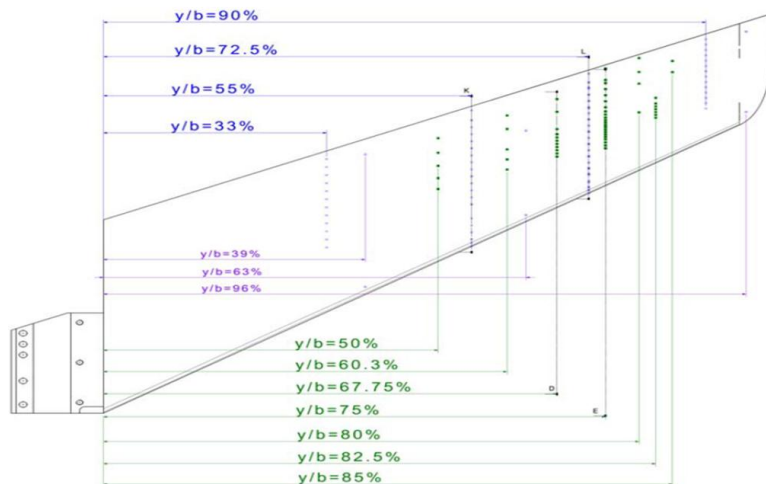


FIG. 3.5: Instrumentation de la maquette AVERT

Conditions d'essai Les conditions d'essais sont résumées dans le tableau 3.4 :

Mach	Re	α	P_t	T_t
0,78 – 0,86	2.10^6 - 8.10^6	$-1^\circ - 6^\circ$	$6.10^4 Pa - 18.10^4 Pa$	$293K$

TAB. 3.4: Conditions d'essai de la campagne AVERT

Les essais qui ont été analysés dans ce chapitre ont été les essais allant de Mach 0,80 à Mach 0,86 pour divers angles d'incidence. Ainsi, différents types de tremblement ont été étudiés pendant cette campagne. Il est à noter que cette campagne n'incluait pas, comme lors de la campagne CAT3D un nombre important de capteurs au niveau de la région du choc. Elle permettra cependant de mieux comprendre ce qui se passe au niveau de la zone décollée. Pour le cas de tremblement fort, la position du choc se trouvait comme pour les essais CAT3D en dehors de la zone où se trouvaient les capteurs de pression instationnaire. Cette position n'a donc pas pu être définie de manière précise et les phénomènes liés au passage du choc n'ont pas pu être étudiés pour cette campagne.

3.1.4 Campagne ARW-2

Les essais ARW-2 (Aeroelastic Research Wing) ont été réalisés dans la soufflerie TDT (Transonic Dynamics Tunnel) de la NASA en 1994 dans le but d'étudier le comportement de l'aile ARW-2 dans un écoulement transsonique et de vérifier qu'aucun phénomène inattendu n'impactait la répartition des charges sur l'aile. Ainsi, plusieurs mesures instationnaires ont été réalisées sur cette demi aile, notamment des mesures de pression et accélérométriques. Cette campagne d'essai a fait partie d'une série de plusieurs campagnes de mesure instationnaire sur différentes ailes supercritiques.

Instrumentation de la maquette La demi-voilure a été instrumentée avec différents types de capteurs. Des mesures de pression instationnaire, accélérométriques et de contraintes ont été réalisées lors de ces essais. Cette maquette a ainsi été instrumentée de 182 capteurs de pression instationnaire répartis en 6 sections à l'intrados et extrados de l'aile, de 10 accéléromètres répartis principalement sur l'extrémité de l'aile et l'implanture et de quatre jauges de contrainte positionnées dans la région proche de l'implanture de l'aile. Le pas entre les capteurs de pression instationnaire est d'environ 7% en corde, ce qui permet d'avoir une résolution à peu près correcte des phénomènes non seulement à l'intérieur de la zone décollée mais aussi dans la zone du choc. Une étude avec des fils de laine a aussi été réalisée durant cette campagne pour permettre de délimiter la position des décollements pour les différents points d'essai testés. Une synthèse concernant l'instrumentation de la campagne ARW-2 est présentée sur la figure 3.6.

Conditions d'essai Différentes conditions en nombre de Mach, angle d'incidence et en pression dynamique ont été testées au cours de cette campagne (cf. tableau 3.5). Ainsi plus de quarante points d'essai ont été étudiés fournissant une base de données assez riche. Cependant, un des points négatifs de cette campagne est qu'il n'a été possible que d'obtenir des données RMS et C_p statique. Aucune donnée temporelle n'a pu être exploitée limitant ainsi l'utilisation de ces données dans la modélisation du tremblement extrados voilure. Un autre aspect négatif de cette campagne est qu'à pression dynamique et nombre de Mach donnés, seulement trois angles d'incidence ont été testés. Il est ainsi difficile de faire une vraie étude paramétrique avec ces paramètres.

Un des avantages de cette campagne par rapport aux essais FLIRET et AVERT reste néanmoins le fait qu'elle possède une instrumentation relativement riche dans la zone du choc, même si celle-ci n'est pas aussi importante que celle de la campagne CAT3D (un capteur tous les 6% pour cette

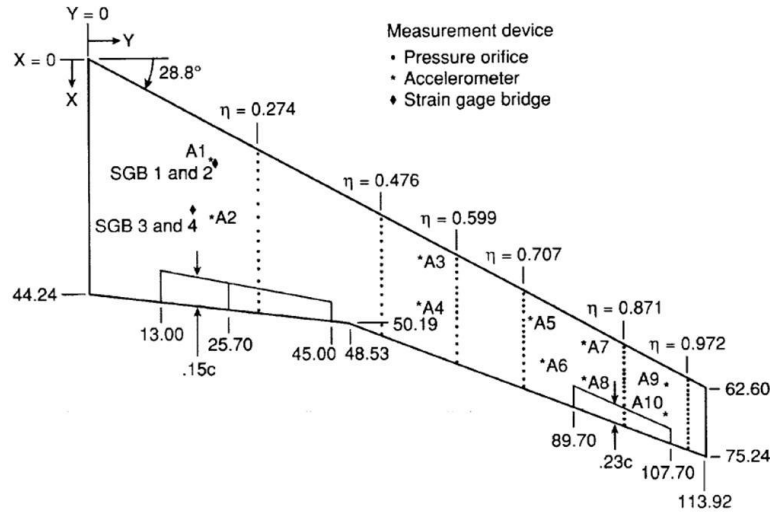


FIG. 3.6: Instrumentation de la maquette ARW

Mach	Re	α	P_t	T_t
0,80 – 0,96	$1,10^6$ - 5.10^6	$-2^\circ - 2^\circ$	—	—

TAB. 3.5: Conditions d'essai de la campagne ARW

campagne, comparé à la CAT3D qui a un capteur tous les 2%). Pour plus d'information sur cette campagne, se référer au document fourni par la NASA (Eckstrom *et al.*, 1994).

3.1.4.1 Utilisation des campagnes d'essais

Les quatre campagnes d'essais présentées ci-dessus vont ainsi être utilisées au cours de cette étude afin de pouvoir en tirer un maximum d'information. Il est cependant important de souligner que cette étude sur le tremblement va principalement se baser sur les données de la campagne CAT3D pour diverses raisons :

- Les données de cette campagne sont a priori fiables en terme de montage de capteur et de type de capteur utilisé (ce qui ne semble pas être le cas pour la campagne FLIRET)
- Cette campagne d'essai est l'une des campagnes les plus instrumentées notamment dans la zone du choc (ce qui n'est pas le cas des trois autres campagnes), permettant ainsi de mieux comprendre ce qui se passe dans cette zone et aidant à connaître la manière dont les instationnarités de cette zone impactent la région où se trouve le décollement.
- Les données ARW-2 ne sont que partiellement accessibles. Cette campagne ne permet que de faire des études en RMS de pression et en C_p statique.

Ainsi, les campagnes d'essais FLIRET, AVERT et ARW-2 vont principalement servir à compléter l'étude fondée sur la campagne CAT3D en apportant des données supplémentaires notamment pour tout ce qui est propagation du phénomène en envergure telle que l'on peut le voir avec la campagne AVERT ou influence du type de profil utilisé dans le cas de la campagne FLIRET. Ces deux campagnes aideront ainsi à mieux comprendre l'influence des divers paramètres sur la forme de l'écoulement, le type de tremblement ainsi que sur le contenu fréquentiel de ce phénomène.

3.2 Physique du phénomène

Le tremblement extradados voilure est de nos jours un phénomène assez mal compris de part sa complexité ainsi que du manque de données disponibles. La partie qui suit a pour objectif de présenter aux lecteurs l'état de l'art du tremblement extradados voilure. Pour cela diverses informations issues de la littérature et complétées par des études faites à partir de données expérimentales, ont été utilisées.

3.2.1 Définitions préliminaires

Cette partie a pour objectif de définir les zones de l'extrados voilure étudiées dans ce mémoire. Deux zones se distinguent ainsi ; d'une part la zone du choc, principalement dominée par les instationnarités générées par l'onde de choc et d'autre part la zone de décollement, zone dans laquelle les instationnarités liées au décollement sont prépondérantes. Il est important de garder à l'esprit que ces zones subissent des instationnarités issues de deux phénomènes distincts justifiant ainsi la nécessité de les étudier séparément.

3.2.1.1 Définition de la zone du choc sur l'extrados

Il n'existe à ce jour dans la littérature pas de définition claire de la zone du choc sur l'extrados d'un profil ou d'une aile. En effet, peu d'informations peut être retrouvées vis-à-vis de cette région ne permettant pas de la caractériser de manière précise. Toutefois, une compilation des quelques résultats extraits de la littérature, complétée par l'exploitation des données issues des campagnes d'essais définies précédemment ont permis de se faire une idée de l'extension et de l'évolution de cette zone du choc suivant le type de tremblement considéré (bidimensionnel ou tridimensionnel).

Les études réalisées par Despré (Despré, 2001), Alfano (Alfano, 2007), Jacquin (Jacquin *et al.*, 2009), Stanewski (Stanewski, 1988), Vallée (Vallée et Courty, 2004) entre autres ont ainsi montré qu'un des principaux facteurs influençant l'extension de cette zone était le caractère bidimensionnel ou tridimensionnel de cet écoulement. En effet, leurs observations ont montré que l'amplitude d'oscillation de l'onde de choc en 2D était plus importante que celle en 3D. Cela a ainsi permis d'établir un ordre de grandeur de l'extension de cette zone associée au type de tremblement étudié. Pour un cas d'un tremblement extradados 2D l'extension approximative de la zone du choc en corde est de l'ordre d'une dizaine de pourcent et pour un cas d'un tremblement extradados 3D celle-ci est de l'ordre de 6%.

Diverses méthodes expérimentales sont actuellement utilisées pour mettre en évidence la présence d'une onde de choc sur un profil ou une voilure. Parmi les plus anciennes, se trouve la méthode par ombroscopie. Cette méthode optique de visualisation est une méthode qui permet de montrer les non-uniformités du fluide sur le profil. Il s'agit d'une méthode similaire à la méthode de strioscopie mais un peu plus simple d'utilisation. La méthode de strioscopie est quant à elle une méthode optique de visualisation qui permet d'isoler dans une image les détails des petites variations d'indice liées par exemple à la compression de l'air ou d'autres fluides. C'est une des méthodes actuellement la plus utilisée pour déterminer la position du choc à partir d'essais expérimentaux.

Une autre méthode permettant de déterminer la présence d'un choc, son intensité et sa position sur la voilure est la méthode basée sur les données fournis par des capteurs de pression instationnaire. Il a été en effet montré lors de l'exploitation des données CAT3D que le calcul des RMS de pression sur différents points en corde à une section y/b donnée (cf. figure 3.7) permettait de déterminer de manière précise, à travers l'observation des pics RMS, la position moyenne du choc ainsi que la nature de cette onde (onde simple ou onde en lambda). Cette méthode bien que précise s'avère néanmoins très couteuse.

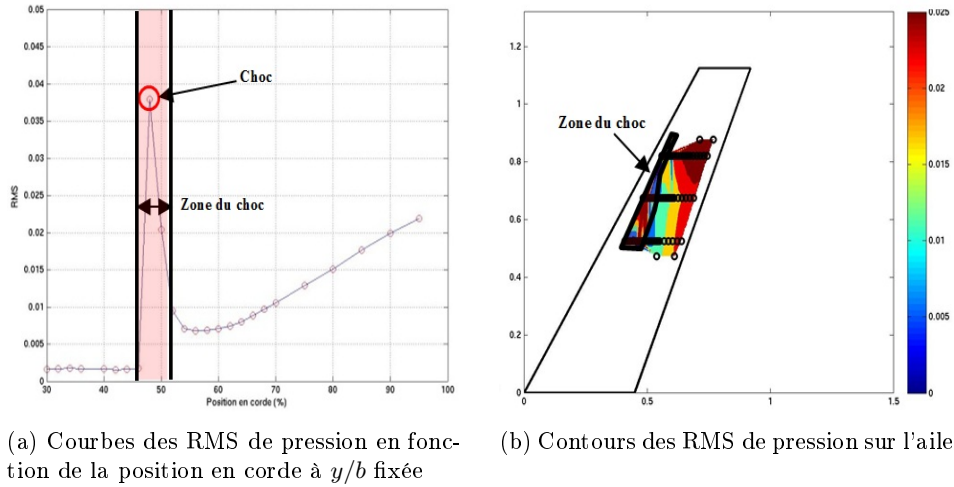


FIG. 3.7: Méthode de détermination de la zone du choc

Dans ce mémoire, la zone du choc sera principalement définie à partir de la méthode basée sur l'étude des données de pression instationnaire. Le pic de RMS de pression observé sur chaque section servira à définir le centre de la zone du choc. Les résultats des courbes de PSD de pression ainsi que ceux issus de la littérature seront également utilisés pour établir de manière approximative son extension. Pour le cas d'un tremblement extradoss 2D, cette zone aura environ une extension de 10% en corde et pour le cas 3D celle-ci aura une extension de 6% en corde.

3.2.1.2 Définition de la zone décollée sur l'extrados

À l'image de ce qui a été observé pour la zone du choc, il n'existe à ce jour pas de définition précise de la zone décollée sur l'extrados d'une aile ou d'un profil. Toutefois, plusieurs méthodes permettent de mettre en évidence et de caractériser ce décollement sur l'extrados. L'une des plus classiques est celle basée sur les fils de laine. Cette méthode permet à l'aide du positionnement de fils de laine de détecter la position des zones décollées sur la voilure à travers leurs vibrations dans une direction donnée indiquant ainsi non seulement la présence d'un décollement mais aussi la direction de propagation de l'écoulement.

Une autre méthode existante est celle de l'utilisation de peinture sensible à la pression (Pressure Sensitive Paint). Cette méthode permet de déterminer à partir d'une peinture les zones de la voilure se trouvant dans un écoulement décollé. Ainsi suivant la couleur prise par cette peinture on pourra savoir si l'on se situe sur une zone de décollement ou si l'écoulement reste toujours attaché à la paroi. Cette méthode est bien plus précise que la méthode des fils de laine puisqu'elle permet d'avoir une visualisation de la zone décollée sur l'ensemble de la surface et non sur des sections définies. Toutefois, le principal désavantage de cette méthode est qu'elle ne permet pas de déterminer la direction de propagation de l'écoulement.

Ainsi ces deux méthodes bien que simple et pratique permettent de caractériser de manière qualitative l'étendu de la zone de décollement et non la distribution d'énergie présente à l'intérieur de celle-ci. Pour cela, une troisième méthode est nécessaire si l'on cherche à caractériser l'intensité de l'énergie présente dans l'écoulement. Cette méthode est principalement basée sur les données de pression instationnaire, permettant d'avoir non seulement une visualisation des zones à fortes instationnarités telles que les zones décollées mais aussi d'avoir une idée de l'énergie présente dans ce décollement.

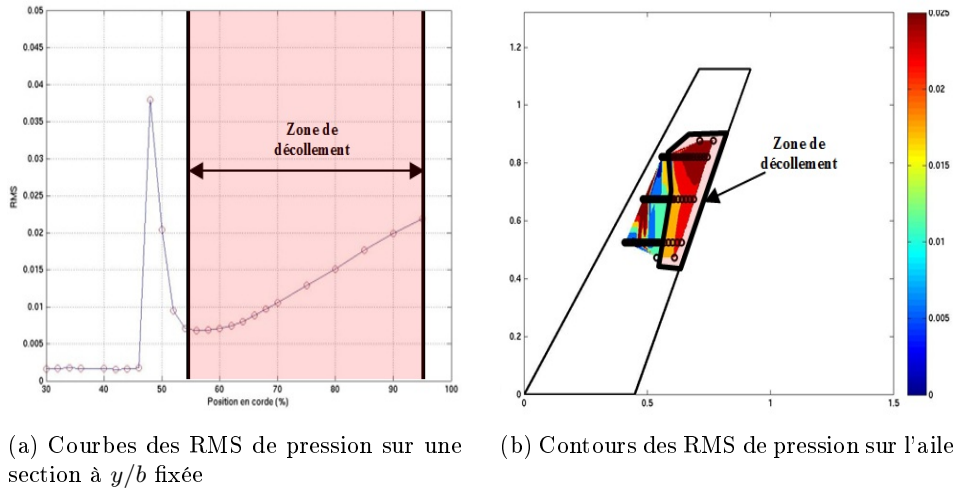


FIG. 3.8: Méthode de détermination de la zone de décollement

Dans ce mémoire la zone de décollement sur l'extrados sera principalement définie à partir de la méthode basée sur l'étude des données de pression instationnaire. Les PSD de pression ainsi que les contours et courbes de RMS de pression seront utilisés pour définir l'extension de cette région (cf. figure 3.8). Les zones situées dans la région proche du bord de fuite présentant des niveaux d'énergies assez élevés par rapport à des zones non décollées seront ainsi considérés comme des zones de décollement. Ceci est justifié dans la mesure où, dans la zone post choc, des niveaux de fluctuations importants ne peuvent s'obtenir que dans des zones de fortes instationnarités telles des zones de décollement dans ce cas-ci. La définition de cette zone sera bien évidemment complétée, lorsque cela est possible, par les données fournis par des fils de laine ou peinture PSP afin d'aboutir à une meilleur délimitation de cette région.

3.2.2 Etat de l'art du tremblement bidimensionnel

Interaction onde de choc/couche limite L'interaction onde de choc/couche limite apparaît lorsque l'écoulement autour d'un profil passe d'un état supersonique à un état subsonique. Cette interaction est la principale responsable de l'apparition du tremblement sur l'extrados d'un profil d'aile. Il est par conséquent nécessaire de l'étudier afin de comprendre son influence sur les instationnarités présentes dans l'écoulement. Plusieurs études ont été réalisées par le passé sur des profils d'aile subissant une interaction onde de choc/couche limite dans le but de comprendre l'impact de celle-ci sur l'écoulement autour de l'aile. Parmi ces différentes études se trouvent celles effectuées par Pearcey (Pearcey *et al.*, 1968) qui a présenté différentes catégories d'écoulement liées à la présence d'un décollement sur un profil d'aile. Ces catégories sont montrées sur la figure 3.9.

Sur cette figure, l'interaction onde de choc/couche limite a été classée par Pearcey en deux grandes catégories d'écoulement avec d'une part l'écoulement de type A, qui est un écoulement où le décollement a lieu au pied de choc et qui se propage vers le bord de fuite au fur et à mesure que les conditions varient et d'autre part l'écoulement de type B qui est un écoulement où le décollement apparaît au bord de fuite et coexiste avec le décollement de pied de choc. Il existe par ailleurs trois sous-catégories d'écoulement pour les écoulements de type B ; celle où le décollement de bord de fuite est provoqué par l'apparition d'un bulbe en pied de choc, celle où le décollement au bord de fuite est provoqué par le choc lui-même et celle où le décollement de bord de fuite est présent avant l'apparition du choc.

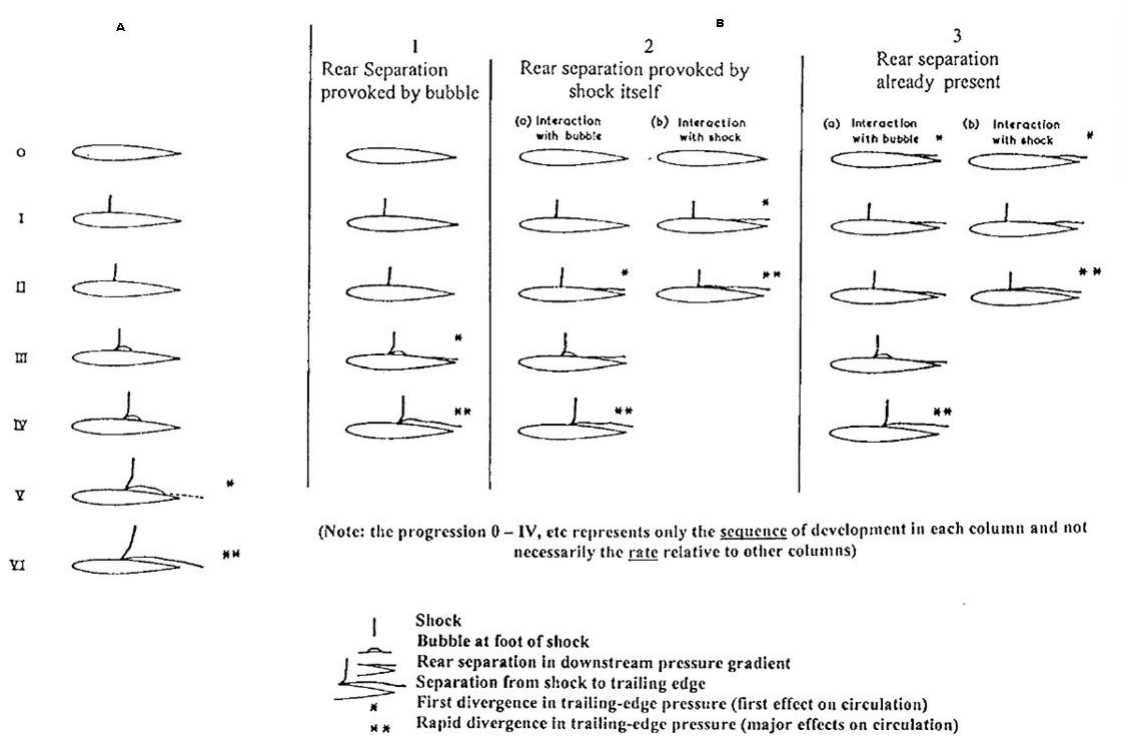
FIG. 3.9: Evolution du décollement selon le modèle A ou B de Pearcey (Pearcey *et al.*, 1968)

FIG. 3.10: Classification de Mundell et Mabey (Mundell et Mabey, 1986)

Une autre étude effectuée par Mundell et Mabey donne une classification des différents types d'interactions de l'onde avec la couche limite en les reliant cette fois-ci aux fluctuations de pression engendrées. La figure 3.10 schématise ainsi cette classification faite par Mundell et Mabey (Mundell et Mabey, 1986).

La classification de Mundell et Mabey fait apparaître trois types d'interactions onde de choc/couche limite. Parmi ces interactions se trouvent :

- L'interaction de type I : Ce type d'interaction apparaît à faible nombre de Mach et faibles incidences. L'onde de choc est ainsi d'intensité faible ($Ma < 1,3$) et la couche limite ne décolle pas. Les instabilités dans l'écoulement se répartissent donc de la manière suivante :
 - Zone 1 : Faible niveau de fluctuations de pression sur toute la gamme de fréquence.
 - Zone 2 : Faible niveau de fluctuations de pression au pied de choc. La fréquence du phénomène est plutôt basse.
 - Zone 3 : Niveau de fluctuations de pression plus élevé, avec un épaissement de la couche limite.

- L'interaction de type II : Ce type d'interaction apparaît lorsque le nombre de Mach augmente ou lorsque l'incidence du profil est plus élevée. L'intensité du choc est dans ce cas suffisante pour faire localement décoller la couche limite turbulente. Ce type d'interaction a aussi comme conséquence une augmentation de l'épaisseur de la couche limite au bord de fuite ainsi que la divergence de pression à cet endroit. Dans cette catégorie, les instabilités dans l'écoulement se répartissent de la manière suivante :
 - Zone 1 : Faible niveau de fluctuations de pression sur toute la gamme de fréquence.
 - Zone 2 : Niveau de fluctuations de pression basse fréquence plus importante. L'étendue de cette zone n'est cependant pas très grande.
 - Zone 3 : Niveau de fluctuations de pression moyenne suivant la gamme de fréquence analysée. En effet, au fur et à mesure que l'on se déplace le long de la corde il y a une diminution des amplitudes des fluctuations de pression basse fréquence due à l'oscillation du choc. De même, cette zone étant aussi constituée d'un bulbe de décollement, on constate la présence d'une augmentation des fluctuations à hautes fréquences.
 - Zone 4 : Faible niveau de fluctuations de pression. Cette zone est située à l'arrière de la zone de recollement. Les fluctuations disparaissent assez rapidement.
 - Zone 5 : Niveau de fluctuations de pression moyenne, plus élevé que celui de la zone 3 de l'interaction de type I.
- L'interaction de type III : Ce type d'interaction apparaît lorsque le nombre de Mach ou l'angle d'incidence est bien plus important que ceux définis dans les deux cas précédents. Ainsi, l'onde de choc engendre un décollement massif de la couche limite. Dans cette catégorie, les instabilités dans l'écoulement se répartissent de la manière suivante :
 - Zone 1 : Faible niveau de fluctuations de pression sur toute la gamme de fréquences
 - Zone 2 : Niveau de fluctuations de pression basses fréquences élevé en aval du choc.
 - Zone 2(A) : Lorsqu'un recollement apparaît sous ces conditions, cette zone a un niveau moyen de fluctuations de pression hautes fréquences.

Il existe ainsi dans la littérature plusieurs classifications de l'interaction onde de choc/couche limite. La zone de choc est le lieu de fluctuations basse fréquence d'après les études de Mabey. La zone décollée, quant à elle, engendre des fluctuations de fréquences plus élevées (Mabey, 1971).

Une autre particularité à retenir de l'interaction onde de choc/couche limite en régime transsonique est sa sensibilité à la forme effective du profil. En effet, diverses études ont montré que suivant la forme du profil (conventionnel ou supercritique) la position de l'interaction pouvait varier, se situant soit dans une zone proche du bord d'attaque (cas d'un profil conventionnel), soit dans une zone proche du bord de fuite (cas d'un profil supercritique). Quel que soit le type d'écoulement sur un profil, il a été constaté de manière générale pour le cas 2D que l'oscillation auto-entretenu du système onde de choc/couche limite a lieu lorsque la zone de décollement est présente du pied du choc au bord de fuite.

Mécanisme d'oscillation de l'onde de choc Le phénomène à l'origine de l'oscillation du choc dans un écoulement transsonique est à ce jour toujours inconnu. Plusieurs théories basées sur différentes études (analytique, empirique, numérique) ont été élaborées afin de pouvoir expliquer ce phénomène. Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons donc à l'étude des différentes théories existantes permettant d'expliquer le phénomène d'oscillation de l'onde à l'extrados d'un profil d'aile.

Diverses études expérimentales ont été réalisées au cours de ces dernières décennies dans le but

de caractériser le phénomène de tremblement. Les études expérimentales menées par Meier (Meier, 1975) et Tijdeman (Tijdeman, 1977) ont ainsi permis de mettre en évidence quelques propriétés caractéristiques du phénomène de tremblement extradós. L'oscillation de l'onde s'effectue ainsi en deux phases : la première où le choc se déplace vers l'amont (phase de décélération de l'écoulement) et dans laquelle la couche limite est décollée et la deuxième où l'onde de choc se déplace vers l'aval (phase d'accélération de l'écoulement) et où la couche limite est recollée (cf. figure 3.11).

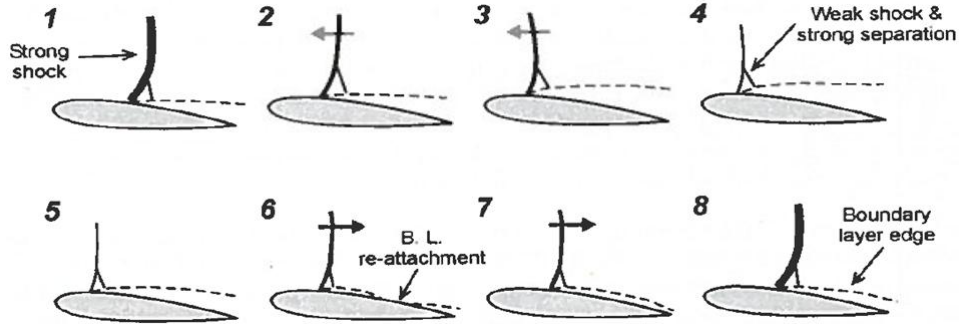


FIG. 3.11: Profil symétrique avec les conditions amont suivantes : $Ma=0,71$, $Re=12,5$ million, incidence $\alpha=5^\circ$ (Soda, 2009)

Deux théories prédominent actuellement sur le tremblement ; d'une part la théorie basée sur le bouclage aéroacoustique énoncée par Lee (Lee, 2001) selon laquelle l'oscillation du choc naît d'un couplage d'ondes de pression convectées et d'ondes acoustiques et d'autre part la théorie proposée par Crouch (Crouch *et al.*, 2007, 2008, 2009) basée sur l'instabilité globale de l'écoulement autour du profil et qui est à l'origine de l'oscillation du choc. Il est à noter, pour ces deux théories, qu'elles ne sont a priori valides que pour le cas d'une interaction onde de choc/couche limite turbulente, le cas laminaire ayant lui été traité à part, du fait des différentes caractéristiques physiques observées par rapport au cas turbulent (Cebeci et Smith, 1974).

• Mécanisme basé sur le couplage aéroacoustique

L'un des premiers mécanismes à avoir été postulé pour le cas d'un écoulement transsonique a été proposé par Meier en 1975 (Meier, 1975), puis par Ventres et Howe en 1983 (Ventres et Howe, 1984). Meier fut en effet, l'un des premiers à proposer une théorie du tremblement basée sur le couplage d'ondes de pression convectées et d'ondes acoustiques. Il a ainsi montré, en se basant sur des résultats expérimentaux, que le bord de fuite perturbe le champ de pression local au moyen d'ondes de pression de nature acoustique. Ces ondes de nature acoustique prennent naissance dans la zone de sillage et se propagent vers l'amont. C'est ce que montrent d'ailleurs les visualisations par ombroscopie réalisées par Tijdeman (Tijdeman, 1977), où l'on voit les ondes se propager dans la direction du bord d'attaque (c.f. figure 3.12, à droite). En ce qui concerne les ondes de pression convectées, Meier a montré qu'elles prennent naissance au pied du choc et qu'elles se propagent dans la direction du bord de fuite.

Ainsi, selon Meier, l'onde de choc qui se situe dans une zone proche du bord de fuite crée un bulbe de décollement. Lorsque ce bulbe s'étend jusqu'au bord de fuite, celui-ci provoque un décollement massif de la couche limite. Ce décollement modifie la cambrure aérodynamique du profil, déplaçant ainsi rapidement l'onde de choc vers l'amont. L'onde de choc va aussi être affectée par l'apparition d'ondes de nature acoustique (issues du bord de fuite) se propageant vers l'amont. Lorsque l'onde de choc atteint sa position la plus amont, la couche limite recolle au profil (ou reste décollée pour certains cas d'interaction forte avec une taille du décollement réduite) et l'onde de choc entame son déplacement vers l'aval.

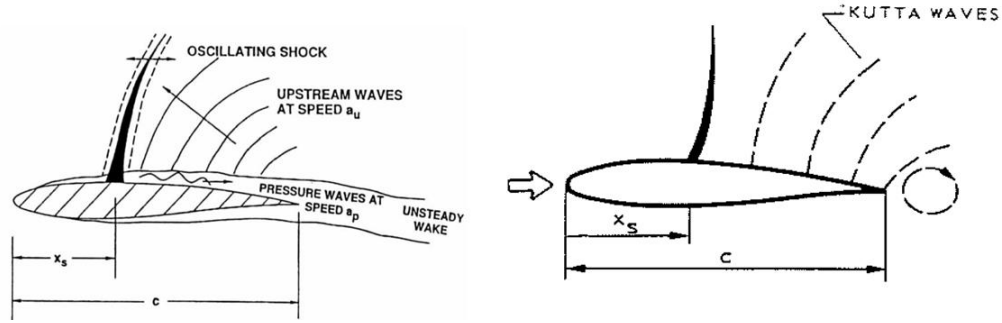


FIG. 3.12: Mécanismes d'oscillation auto-entretenue (Lee, à gauche et Tijdemann à droite)

Une autre théorie basée sur ce mécanisme de couplage aéroacoustique fut aussi proposée par Lee (Lee, 1990). Lee combine ainsi dans ce mécanisme la théorie postulée par Meier avec les résultats expérimentaux obtenus par Stanewsky et Basler (Stanewski et Basler, 1990). La convection d'onde de pression n'a donc lieu que lorsque l'onde de choc se déplace vers l'aval (phase d'accélération de l'écoulement) et le mécanisme de propagation acoustique n'a lieu que lorsque le choc se déplace vers l'amont (phase de décélération de l'écoulement). Ainsi le mouvement de l'onde de choc autour d'une position x_s génère des ondes de pression qui vont se propager du pied du choc vers le bord de fuite dans la couche limite décollée. Lorsque ces ondes atteignent le bord de fuite, elles vont alors générer des ondes de nature acoustique qui vont se propager en dehors de la couche limite. Ces ondes vont ainsi interagir avec l'onde de choc (cf. figure 3.12, à gauche).

Pour essayer de valider son modèle Lee cherche à déterminer la période d'oscillation de l'onde de choc. Pour cela il calcule la vitesse de propagation de l'onde de pression convectée (dénommé a_p) et la vitesse des ondes acoustiques (dénommé a_u) se propageant du bord de fuite et interagissant avec le choc. L'expression de cette dernière est :

$$a_u = (1 - Ma_{loc}).a_{loc} \quad (3.1)$$

avec a_{loc} la célérité locale du son (prise à la paroi) et Ma_{loc} le nombre de Mach local juste à l'aval du choc. En ce qui concerne le terme Ma_{loc} , il est déterminé par la relation suivante :

$$Ma_{loc} = R.(1 - Ma) + Ma \quad (3.2)$$

où Ma est le nombre de Mach amont et R un coefficient de relaxation pris égal à 0,7 (résultats corroborés avec les données expérimentales). La période d'oscillation du choc est ainsi déterminée à partir du temps total que met une perturbation pour parcourir le trajet des deux ondes :

$$T = \int_{x_s}^c \frac{1}{a_p}.dx + \int_c^{x_s} \frac{1}{a_u}.dx \quad (3.3)$$

Une comparaison des fréquences entre les mesures et les calculs sur un profil d'aile, avec le modèle de Lee (Lee, 1990), est donnée dans le tableau suivant :

On constate ainsi du point de vue quantitatif que l'erreur relative entre les fréquences varie de 6% à 30%. Plusieurs raisons ont été attribuées à ces différences : le calcul des vitesses de propagation des ondes ainsi que la détermination de la position du choc restent toujours approximatifs et délicats.

Du point de vue qualitatif, le mécanisme de Lee a été corroboré par Deck (Deck, 2005). Les études numériques de Deck ont en effet mis en évidence l'existence d'ondes de pression se formant au pied du choc et se propageant vers le bord de fuite. Il a aussi montré qu'il existe des ondes de

$Mach$	α	Ma_1	$\kappa = \frac{2 \cdot \mu \cdot c \cdot f_m \cdot c}{u}$	f_m	f_c	$Erreurrelative$
0,688	6,97	1,52	0,507	70	91,3	+30%
0,722	6,00	1,47	0,519	75	82,6	+10%
0,722	6,00	1,50	0,554	80	75,2	-6%
0,732	6,03	1,46	0,513	75	87,8	+16,6%
0,747	4,52	1,42	0,504	75	87,7	+16,9%
0,747	8,02	1,50	0,505	75	84,1	+12,1%

TAB. 3.6: Comparaison des résultats obtenus entre le modèle de Lee et les données expérimentales (Lee, 1990)

pression (de nature acoustique) qui se propagent du bord de fuite vers l'amont. Les résultats de son étude avaient d'ailleurs montré la nature 3D du phénomène, avec la présence de tourbillons 3D dans le sillage. Du point de vue spectral, l'analyse des spectres de pression a permis de mettre en évidence la présence d'un pic à une fréquence proche de celle du tremblement (grande amplitude et petite fréquence des fluctuations de pression).

• Mécanisme basé sur l'instabilité globale de l'écoulement

Le mécanisme de Crouch proposé en 2007 postule que l'origine de l'apparition d'instationnarités dans l'écoulement est lié à l'instabilité globale de l'écoulement provoqué par une bifurcation de Hopf. Ainsi, cette instabilité venant fortement perturber l'écoulement va amorcer l'oscillation du choc qui conduira par la suite à la vibration de la structure. C'est ainsi qu'une fois l'oscillation du choc amorcée, vont apparaître des ondes de pression, tant en pied de choc qu'au bord de fuite, dans la zone de sillage. Les ondes acoustiques qui apparaissent au bord de fuite vont ainsi se propager non seulement sur l'extrados mais aussi sur l'intrados du profil comme cela peut s'observer sur la figure 3.13.

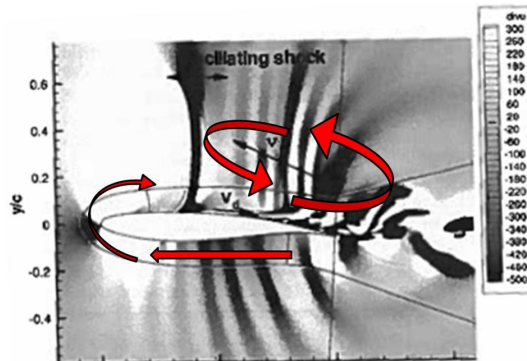


FIG. 3.13: Mécanisme proposé par Crouch

Le mécanisme basé sur l'instabilité globale de l'écoulement a été validé par Crouch en 2007 via la résolution des équations de Navier-Stokes modifiées. Sa méthode consiste à modifier les équations de Navier-Stokes moyennées en introduisant des petites perturbations. La résolution de ces équations permet ainsi de calculer les instabilités de l'écoulement avec des conditions aux limites homogènes à la frontière du domaine.

Le principe de sa méthode est de rechercher dans la solution de son système d'équations les modes les plus instables i.e. les solutions qui vont s'éloigner le plus de la solution stable. Cette étude permet donc de repérer à partir des différents paramètres (nombre de Reynolds, angle d'incidence,

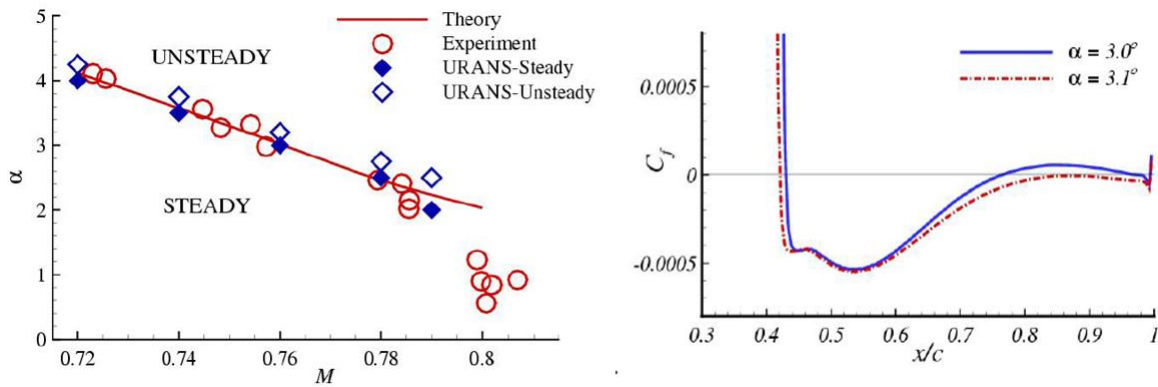


FIG. 3.14: Limite de tremblement déterminée par le modèle de Crouch (à gauche) et courbes de C_f tracées à partir des données obtenues sur l'extrados de la voilure (à droite) (Crouch *et al.*, 2008)

nombre de Mach), les cas pour lesquels cette solution devient instable.

Sur la figure 3.14 (à gauche) on voit le tracé de la limite de tremblement déterminée par la théorie de Crouch pour le profil NACA 0012. On constate ainsi, les autres paramètres étant fixes, qu'il existe un angle d'incidence critique pour lequel une bifurcation apparaît. La solution passe donc, pour un angle d'incidence donné, d'un état stationnaire à un état instationnaire. La méthode de Crouch permet donc d'une part de bien prévoir la limite de tremblement pour un profil donné. Elle donne d'ailleurs des résultats très proches des mesures, avec un écart de l'ordre du pour-cent. Elle permet d'autre part de retrouver ce qui a été observé expérimentalement, i.e. le fait que l'oscillation du choc apparaît lorsque le bulbe de décollement rejoint le bord de fuite (cf. figure 3.14, à droite).

Les mécanismes théoriques 2D présentés par Lee et Crouch permettent donc de donner divers éléments de compréhension sur l'origine de l'oscillation du choc, à savoir la présence d'ondes de nature convective et acoustique et l'existence d'un écoulement globalement instable. L'étude de Lee montre, en effet, que le bord de fuite joue un rôle important dans le mécanisme d'oscillation de l'onde de choc du fait qu'il assure l'entretien de l'oscillation du système. Lee affirme également que l'onde de choc est le lieu d'apparition d'ondes de pression convectées vers l'aval et permet de mettre en évidence via son modèle le caractère passe-bas du phénomène de tremblement. L'étude de Crouch donne, en revanche, une toute autre vision du phénomène de tremblement, en proposant comme principale cause de ce phénomène l'instabilité globale de l'écoulement. On remarquera pour ces deux mécanismes que le bord de fuite se comporte comme une source de bruit intense, émettant des ondes acoustiques vers l'amont et que le tremblement semble intimement lié au couplage qui existe entre l'onde de choc et la couche limite. De manière un peu plus générale on constate aussi que les mécanismes proposés par Lee et par Crouch s'appuient sur l'hypothèse que la propagation amont des perturbations à travers la couche limite turbulente est lente du fait des forts mélanges présents dans l'écoulement et de la grande diffusivité existantes au niveau de la couche de cisaillement turbulente.

Plusieurs limites ont néanmoins été constatées sur les mécanismes proposées par Lee et par Crouch. Ceci a d'ailleurs contribué au développement de méthodes numériques. Cependant, les approches numériques se confrontent au problème de la modélisation des écoulements turbulents instationnaires et au problème de la précision de la résolution du calcul. Nous verrons donc par la suite l'apport des simulations numériques sur la prévision de l'interaction de l'onde de choc avec la couche limite.

Paramètres influençant le tremblement De nombreuses études effectuées par le passé ont montré que la nature du tremblement à l'extrados du profil pouvait varier suivant les conditions externe de l'écoulement et la géométrie du profil. Ainsi, parmi les paramètres qui ont été étudiés se trouve l'angle d'incidence. Celui-ci peut en effet influencer de manière importante la nature de l'interaction onde de choc/couche limite : une augmentation de l'angle d'incidence de l'écoulement favorisera ainsi l'apparition d'un décollement de la couche limite sur le profil d'aile. Une étude réalisée sur le profil RA16SC1 (Benoît, 1986) a aussi montré que l'angle d'incidence avait une influence sur la fréquence de tremblement. Ainsi, à nombre de Mach fixé, la fréquence principale semblait dépendre linéairement de l'incidence du profil (c.f. figure 3.15). Reberga (Reberga, 2000) a également constaté l'existence d'une relation entre une variation de l'angle d'incidence et les fluctuations de pression ; ces études ont ainsi montré qu'avec une variation croissante de l'angle d'incidence, il y avait une augmentation des fluctuations de pression.

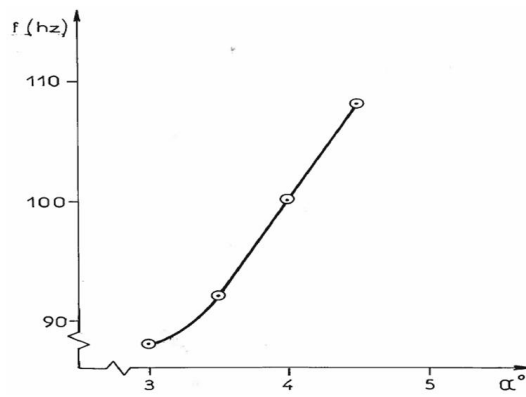


FIG. 3.15: Influence de l'angle d'incidence sur la fréquence de tremblement pour le profil RA16SC1 (Benoît, 1986)

Le nombre de Mach fait aussi partie des paramètres ayant un effet important sur le phénomène de tremblement. Divers études expérimentales ont d'ailleurs montré que l'augmentation de la valeur du nombre de Mach amont au-delà d'un seuil ($Ma=1,3$) était à l'origine de ce phénomène (Lee, 2001). En ce qui concerne son influence sur l'onde de choc, il a été observé que le nombre de Mach infini amont influe sur la position moyenne du choc ainsi que sur sa fréquence d'oscillation. En effet, une étude réalisée sur le profil RA16SC1 (Benoît, 1986) a montré que la fréquence d'oscillation du choc augmente aussi avec le nombre de Mach. Il a aussi été observé que la fréquence de tremblement pour une configuration à iso-incidence évolue de manière linéaire avec le nombre de Mach. Ce dernier résultat a été corroboré par Lee (Lee, 1992) dans son étude réalisée sur un profil. Lee a ainsi constaté que la fréquence d'oscillation dans ce profil variait de 50Hz à 80Hz pour un nombre de Mach allant de 0,6 à 0,8.

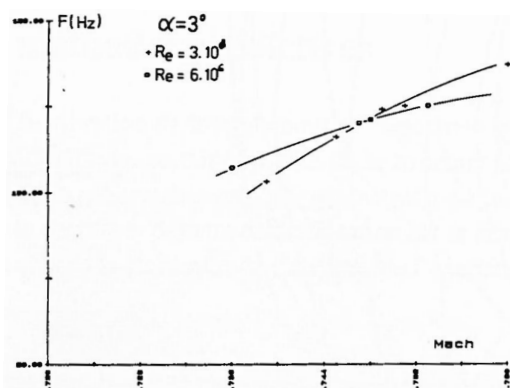
En ce qui concerne le nombre de Reynolds, plusieurs effets ont pu être observés sur le tremblement extrados d'un profil d'aile. Ce paramètre contribue ainsi d'une part à l'augmentation de l'intensité de l'onde de choc et d'autre part au recul de la position de l'onde en direction du bord de fuite quand le nombre de Reynolds augmente. Le nombre de Reynolds agit donc non seulement sur l'amplitude d'oscillation de l'onde (augmentation de l'amplitude d'oscillation avec un nombre de Reynolds croissant) mais aussi sur sa fréquence d'oscillation.

Cette influence du nombre de Reynolds sur la fréquence d'oscillation avait d'ailleurs été étudiée par Séraudie (Séraudie *et al.*, 1987) sur un profil OAT15A (c.f. figure 3.16, à gauche). Deux tendances ont pu se dégager à partir de cette étude :

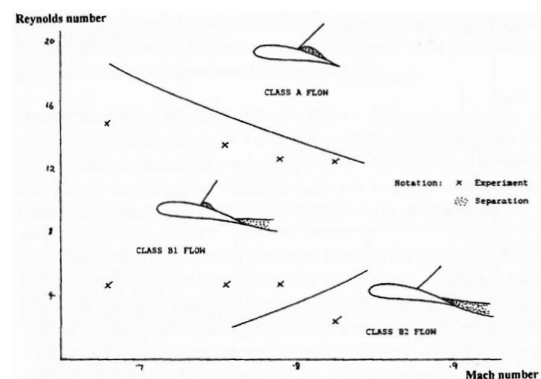
- Pour $Ma > 0,745$, la fréquence diminue pour un nombre de Reynolds croissant (en transition déclenchée).
- Pour $Ma < 0,745$, la fréquence augmente pour un nombre de Reynolds croissant (en transition déclenché).

Stanewsky et Basler (Stanewski et Basler, 1990) ont également mis en évidence l'influence du nombre de Reynolds sur les instabilités présentes dans l'écoulement. En effet, ils ont constaté que les fluctuations de pression avaient tendance à augmenter avec un nombre de Reynolds croissant (en condition de tremblement établi).

Le nombre de Reynolds a aussi une grande influence sur la nature du décollement présent dans l'écoulement. Il a ainsi été montré par Cross (Cross, 1988) qu'il existe trois types de décollement possibles suivant sa valeur à nombre de Mach fixé. Un diagramme a d'ailleurs été tracé présentant les différents décollements existant sur un profil d'aile suivant la valeur du nombre de Reynolds (c.f. figure 3.16, à droite). Sur ce diagramme nous pouvons ainsi voir qu'il y a tout d'abord le décollement de classe A qui correspond principalement à un profil en écoulement transsonique à haut nombre de Reynolds et avec un décollement uniquement au pied du choc. Il y a aussi le décollement de classe B1, qui est un décollement au pied du choc et sur le bord de fuite. Le nombre de Reynolds dans cet écoulement a une valeur similaire à celui utilisé en soufflerie avec un nombre de Mach modéré. Il y a finalement le décollement de classe B2, qui est un décollement dans lequel le nombre de Reynolds est faible, avec un fort nombre de Mach. Le décollement apparaît au niveau du bord de fuite.



(a) Influence du nombre de Reynolds sur la fréquence de tremblement pour le profil OAT15A (Séraudie *et al.*, 1987)



(b) Effet du nombre de Reynolds selon Cross (Cross, 1988)

FIG. 3.16: Effet du nombre de Reynolds pour un cas de tremblement 2D

La transition de la couche limite a aussi une influence sur la fréquence de tremblement (cf. figure 3.17). Une étude réalisée à l'Onera sur un profil OAT15A (Séraudie *et al.*, 1987) a en effet montré que pour un faible nombre de Reynolds, la transition pouvait avoir un effet non négligeable sur la fréquence du phénomène (figure 3.17, à gauche), ce qui n'est pas le cas à haut nombre de Reynolds (3.17, à droite).

L'étude de l'impact de la géométrie du profil sur le phénomène de tremblement a aussi montré que celui-ci exerce une influence importante sur le phénomène de tremblement extradados, plus particulièrement sur l'apparition d'instationnarités, la taille du décollement, la position du choc et la fréquence d'oscillation. Les paramètres géométriques d'un profil influençant ainsi la nature du tremblement sont la longueur, l'épaisseur, la cambrure et le bord de fuite du profil (Lee, 2001; Tijdeman,

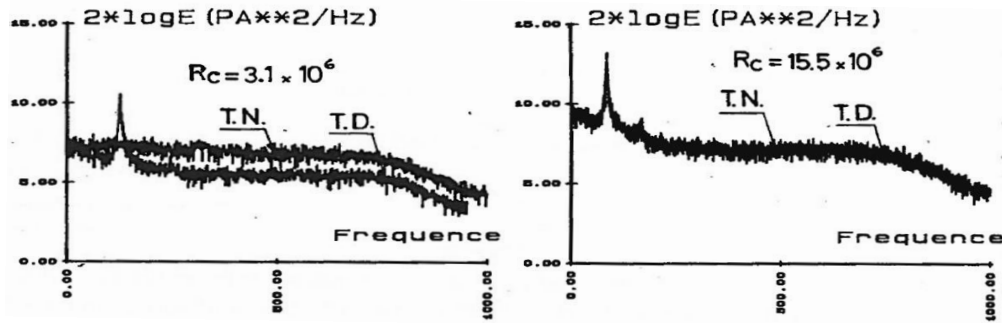


FIG. 3.17: Influence de la position de la transition sur l'apparition du tremblement (Séraudie *et al.*, 1987). TN désigne la transition naturelle et TD la transition déclenchée

1977).

3.2.3 Etat de l'art du tremblement tridimensionnel

Interaction onde de choc/couche limite L'interaction onde de choc/couche limite a aussi, comme en 2D, une influence non négligeable sur l'apparition du décollement et par conséquent sur le phénomène de tremblement. Ainsi, afin de pouvoir comprendre l'effet de cette interaction sur l'écoulement, une classification des écoulements subissant une interaction onde de choc/couche limite a été réalisée, à l'image de ce qui a été fait par Pearcey et Mabey en 2D. Cette classification a été effectuée à partir de l'étude des quatre campagnes d'essais présentées dans la section 3.1 et complétée par l'analyse des résultats retrouvée dans la littérature. Les campagnes utilisés pour créer cette classification ont été les suivantes : FLIRET (Angeli, 2006), CAT3D (Després, 2001), DTP tremblement (Naudin et Brunet, 2004), DYVAS (Naudin *et al.*, 2000a), Falcon (Vallée et Courty, 2004), Falcon 2000 (Vallée et Courty, 2004), Aile M6 (Monnerie et Charpin, 1973), TSAGII (Naudin *et al.*, 2000b), AFV-D (Schmitt et Manie, 1979), Lockheed Wing A, B et C (Hinson et Burdges, 1980), NACA-sweptwing (Whitcomb et Kelly, 1952) et BAC-3-11 (Steimle *et al.*, 2008). Cette diversité en matière de données d'essais a ainsi permis d'extraire via l'analyse des points communs entre ces différentes campagnes, un mécanisme propre au phénomène de tremblement extradados voilure.

La figure 3.18 montre l'évolution du décollement sur une aile en flèche soumise à un écoulement à haute vitesse. Cette figure, qui s'est notamment basée sur divers ouvrages rencontrés dans la littérature est représentative de ce qui se passe de manière générale sur une aile, avant et après apparition du tremblement. Quatre configurations d'écoulement ont ainsi été définies :

- Absence de décollement (cf. figure 3.18, (a)) : Absence d'instationnarités au niveau de l'extrados voilure, avec absence de tremblement. Il n'y a donc a priori pas de grosse fluctuations de pression. Une étude réalisée sur la zone du choc a montré qu'en absence de décollement sur la voilure, le choc a une forme plutôt simple et rectiligne le long de l'envergure. Cette forme peut bien évidemment varier suivant la géométrie de l'aile considérée, cependant la littérature a tendance à montrer que pour ces conditions de tremblement, l'onde de choc est majoritairement une onde simple.
- Apparition d'un bulbe de décollement (cf. figure 3.18, (b)) : Présence d'instationnarités sur l'extrados voilure due au décollement, avec cependant un impact négligeable sur le choc (pas d'oscillation du choc). La littérature montre que de manière générale le décollement apparaît au bord de fuite, du côté externe de la voilure, cependant il peut aussi apparaître en pied de choc (ceci dépend de la géométrie et des conditions de l'écoulement amont). Pour cette catégorie là, il y a aussi a priori absence de tremblement. Lorsqu'un bulbe de décollement

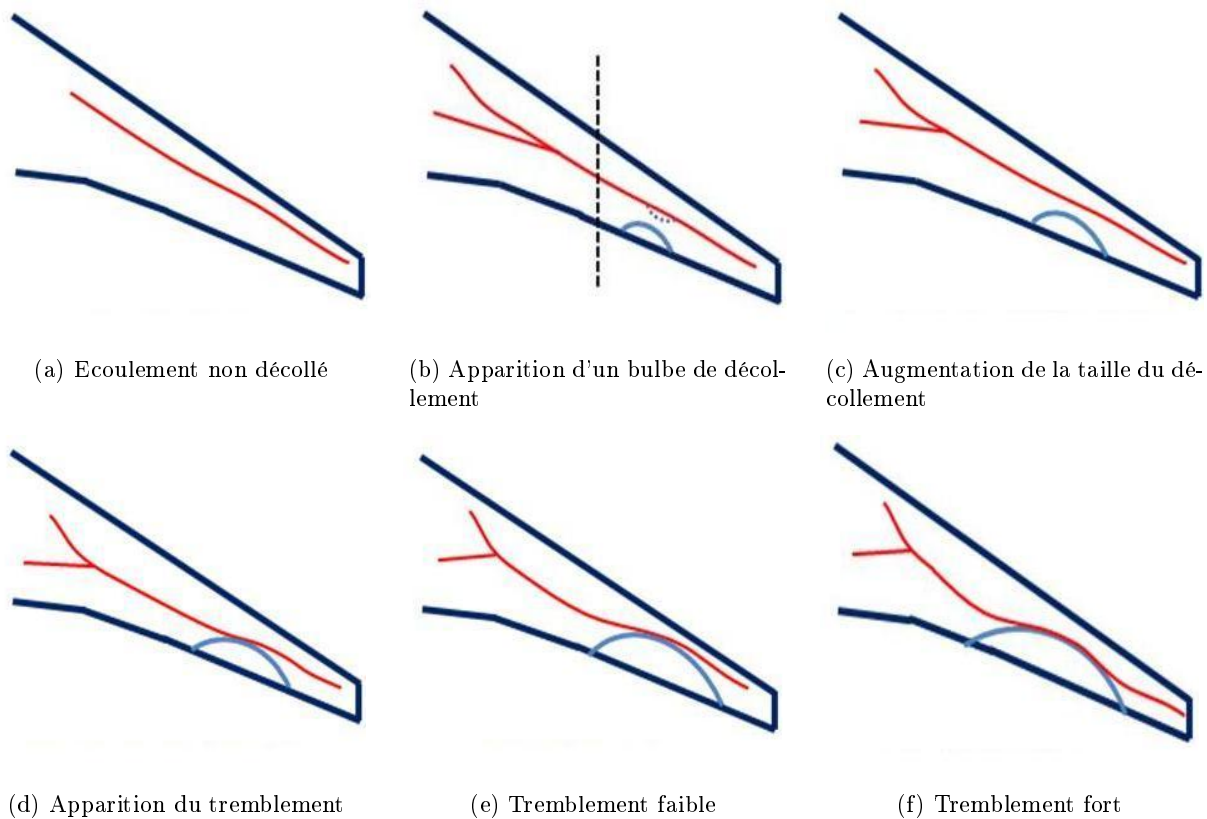


FIG. 3.18: Evolution du décollement sur une voilure

apparaît sur la voilure (bulbe localisé), l'onde de choc change soudainement de forme et prend une forme d'onde en lambda. Ce bulbe lorsqu'il est de taille réduite semble ainsi avoir un effet négligeable sur le choc, n'intervenant donc pas directement sur sa courbure (quasiment pas de variation au niveau de la courbure de l'onde lors de l'apparition du bulbe).

- Expansion du bulbe de décollement (cf. figure 3.18, (c), (d) et (e)) : Lorsque la zone décollée située au bord de fuite atteint le choc, il y a apparition d'une oscillation faible de l'onde de choc accompagnée d'un début de tremblement. Ce phénomène correspond à ce qu'on appelle le tremblement naissant ou le « buffeting onset ». Le bulbe agit ainsi sur le choc, venant modifier non seulement sa forme (apparition d'une courbure au niveau du choc) mais aussi sa position le long de la corde (recul du choc vers le bord d'attaque au fur et à mesure que le décollement augmente). La déformation de ce choc sera bien évidemment d'autant plus importante que le décollement sera grand.
- Décollement massif (cf. figure 3.18, (f)) : Présence d'un décollement très étendu sur l'extrados voilure avec apparition d'une forte interaction onde de choc/couche limite. Les forts niveaux d'instationnarité dus au décollement provoquent l'apparition d'un tremblement de forte intensité. Il est important de souligner que la zone décollée pour ces configurations de décollement peut soit être « homogène » (i.e. comme dans la figure, une zone décollée bien ronde et localisée), soit « inhomogène » (i.e. sous forme de diverses petites zones décollées réparties le long de l'envergure et s'étendant en corde du bord de fuite jusqu'à l'onde de choc). La forme de ce décollement dépendra bien évidemment des conditions d'écoulement mais aussi surtout de la géométrie de l'aile. Ainsi lorsque le décollement est présent sur une grande partie de la voilure, on est dans un cas de tremblement fort où l'onde de choc se met à osciller fortement. Toutefois, il est important de souligner que la fréquence d'oscillation de cette onde ne sera pas la même suivant que l'on regarde une section ou une autre. Ce résultat sera d'ailleurs

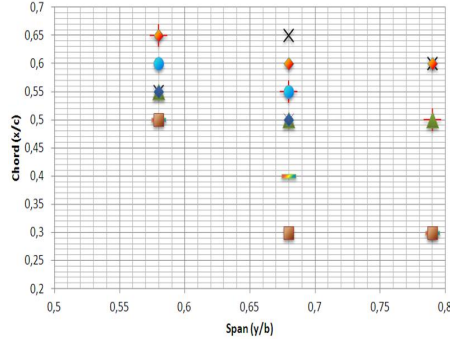
interprété par la suite.

La zone du choc nous permet aussi d'avoir de l'information sur la position du choc sur l'extrados de l'aile. Une compilation de données étudiées à partir de différentes campagnes d'essais, complétée par des données issues de la littérature, est présenté sur la figure 3.19. Sur cette figure, la position moyenne de l'onde de choc pour différents points d'essais et différentes géométries est tracée. On retrouve ainsi d'une part les données issues de profils non représentatifs d'une aile d'avion réel (CAT3D, DYVAS) et d'autre part les données de profils représentatifs d'une aile d'avion réel (Dassault, FLIRET et DTP tremblement). La figure 3.19 montre une évolution de la position du choc très diverse suivant la campagne d'essai et la section observée. Ainsi, sur une section donnée, le choc peut varier en corde de manière très significative en fonction des conditions d'écoulement et en fonction de la géométrie de l'aile alors que sur une autre, l'évolution peut être très limitée. Ainsi, sur les essais CAT3D, le choc ne semble pas évoluer avec la même amplitude entre la section située à 60% en envergure et celle située à 73% en envergure. De plus, on peut observer sur la campagne DTP tremblement que le choc se courbe à environ 60% en envergure alors que pour les essais Dassault le choc atteint sa courbure maximale à 55%. Les données CAT3D donnent une courbure maximale du choc à $y/b=72\%$. Bien évidemment, cette évolution de la forme du choc peut s'expliquer par la forte dépendance du choc au décollement existant. En effet, comme mentionné précédemment, le décollement est à l'origine de la déformation du choc en corde et en envergure.

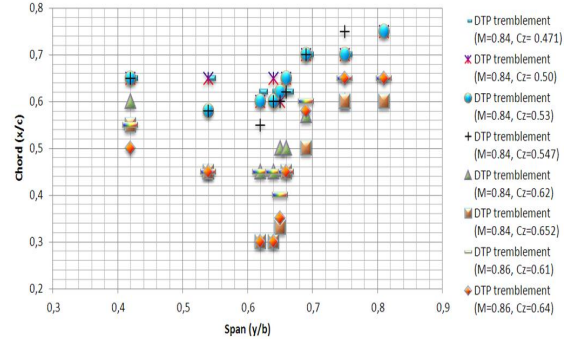
Cette figure montre ainsi qu'il est pour le moment difficile de prévoir a priori de manière précise la position du choc, sa forme en envergure ainsi que son évolution le long de la corde et de l'envergure dans la mesure où le choc est fortement dépendant non seulement des conditions de l'écoulement extérieur mais aussi des caractéristiques géométriques de l'aile (flèche, vrillage, envergure, corde). Toujours est-il, cette étude permet d'avoir une vue plus claire sur la manière dont le positionnement des capteurs pourrait être fait à l'avenir lors de prochains essais en soufflerie. On remarquera que pour différentes géométries et conditions d'écoulement, le choc évolue sur une plage en corde et en envergure bien définie. Ainsi, les minima et maxima repérés pour la position du choc se situent entre $x/c=20\%$ et $x/c=60\%$ en corde et entre $y/b=40\%$ et $y/b=85\%$ en envergure.

En ce qui concerne la forme des lignes de courants, la littérature a montré qu'elles sont aussi fortement perturbées par la présence de l'interaction onde de choc/couche limite décollée. Une étude (Després, 2001) a d'ailleurs mis en évidence l'existence d'une direction privilégiée de propagation de ces lignes. La figure 3.20 montre les visualisations obtenues grâce au positionnement de fils de laine sur la partie extrados voilure lors de la campagne CAT3D. Ces résultats sont présentés pour un cas de tremblement moyen, à gauche, et un cas de tremblement fort, à droite. Ainsi les visualisations collectées à partir des données de cette campagne ont permis de mettre en évidence le fort impact du choc ainsi que du décollement sur la direction des lignes de courant. En effet, l'écoulement semble être fortement dévié vers l'extérieur. De même, il a été constaté expérimentalement que plus la zone décollée était importante et plus la déviation de l'écoulement était forte, montrant bien le lien direct entre taille de zone décollée, géométrie de l'aile et perturbations des lignes de courant.

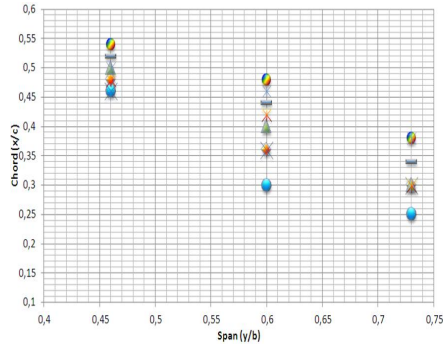
Une étude sur la propagation des instationnarités a aussi été réalisée par (Després, 2001). Ses travaux ont montré l'existence d'une possible direction privilégiée de propagation de ces instationnarités. La figure 3.21 montre ainsi la tendance de propagation prise par ces instationnarités à partir d'une étude réalisée sur différents spectres de capteurs appartenant à deux sections différentes. A gauche se trouvent quatre spectres à savoir, un spectre de la position du choc calculé à $y/b=60\%$ (tracé en vert), un spectre de pression du capteur situé à $y/b=64\%$ et $x/c=75\%$ (tracé en bleu), un spectre de pression du capteur situé à $y/b=60\%$ et $x/c=75\%$ (tracé en jaune) et un spectre de pression du capteur situé à $y/b=55\%$ et $x/c=75\%$ (tracé en rose). A droite, se trouvent quatre



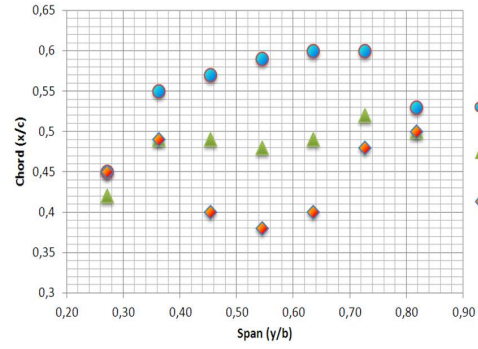
(a) Position de l'onde de choc de la campagne FLIRET



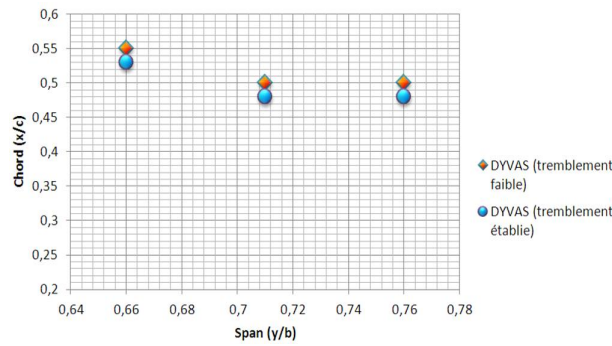
(b) Position de l'onde de choc de la campagne DTP tremblement



(c) Position de l'onde de choc de la campagne CAT3D



(d) Position de l'onde de choc de la campagne Dassault



(e) Position de l'onde de choc de la campagne DYVAS

FIG. 3.19: Evolution de la forme de l'onde de choc pour différentes campagnes d'essais

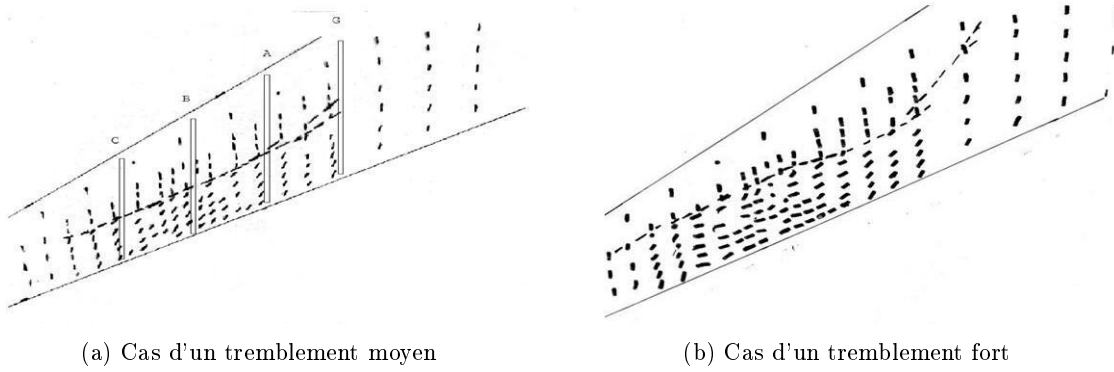


FIG. 3.20: Visualisation en point pallier des mini-fils de laine de la campagne CAT3D (Despré, 2001)

autres spectres avec en violet le spectre de la position du choc calculé à $y/b=73\%$, en bleu le spectre de pression du capteur situé à $y/b=69\%$ et $x/c=75\%$, en jaune le spectre de pression du capteur situé à $y/b=73\%$ et $x/c=75\%$ et en rose le spectre de pression du capteur situé à $y/b=78\%$ et $x/c=75\%$. Cette figure montre ainsi que le contenu fréquentiel du choc (courbe verte à gauche et courbe violette à droite) est proche de celui du capteur situé en bord de fuite dans la zone externe de l'aile (courbe bleue à gauche et courbe rose à droite). Despré avait conclu à l'époque avec cette étude que les instationnarités du choc se propageaient ainsi de l'intérieur vers l'extérieur de la voilure.

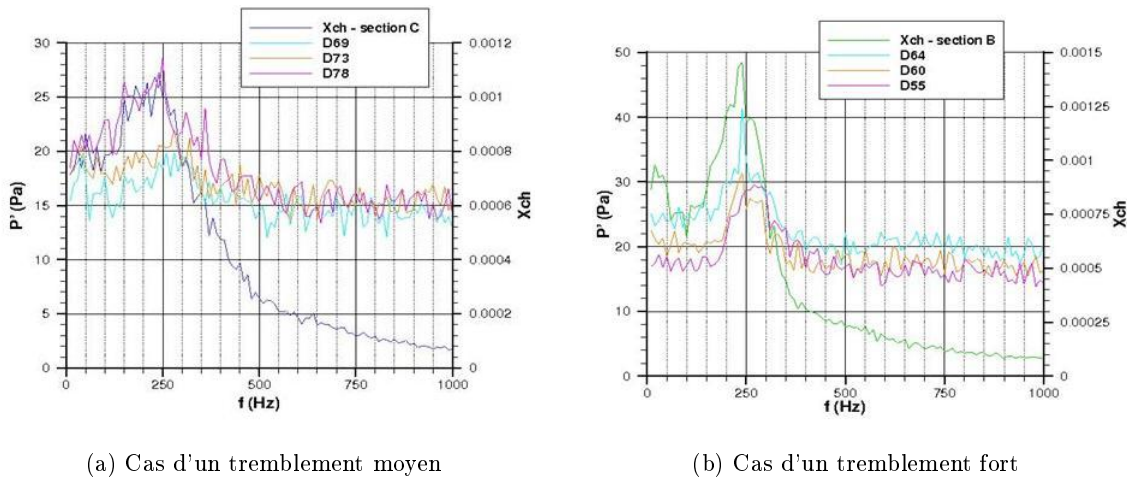


FIG. 3.21: Comparaison des spectres de la position du choc avec le spectre des fluctuations de pression pour les capteurs situés sur différentes sections de l'extrados voilure de la campagne CAT3D

(Despré, 2001) a aussi regardé, dans le cadre du contrôle d'écoulement, l'influence du mouvement des volets, placés en bord de fuite, sur la position du choc. La figure 3.22 montre l'effet du déplacement des volets sur la position du choc pour trois sections différentes en envergure. Six courbes sont représentées sur cette figure avec d'une part les courbes jaune, rose et noir représentant la position du choc sur les sections interne, médiane et externe et d'autre part les courbes violette, verte et brune indiquant l'angle pris par les volets situés sur les sections interne, médiane et externe. Despré montre ainsi avec cette étude que le mouvement du volet interne engendre un déplacement plus important de l'onde de choc sur la section externe que sur la section interne. Il en est de même avec un déplacement du volet côté médian ou côté externe où la perturbation est toujours ressentie du côté externe. Il semblerait donc que les perturbations provenant du bord de fuite se propageraient

aussi suivant la même direction que celles des lignes de courant de l'écoulement et celle des instationnarités issues de l'interaction onde de choc/couche limite.

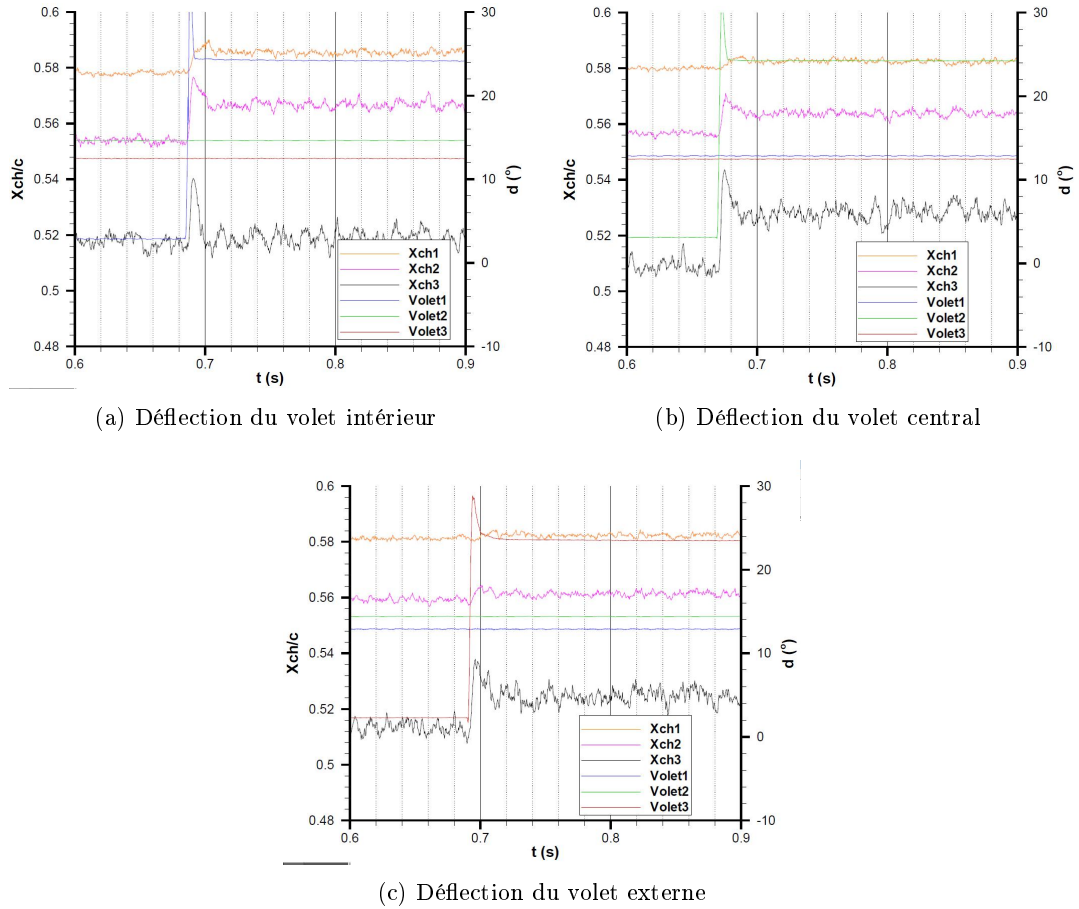


FIG. 3.22: Influence d'un mouvement par créneaux des déflecteurs sur l'oscillation du choc de la campagne CAT3D

Le schéma de la figure 3.23 résume les phénomènes observés sur une aile en condition de tremblement 3D.

Ainsi, sur cette figure sont tracées d'une part les lignes de courant (courbes noires) ainsi que la direction prise par les instationnarités venant du choc (flèches noires) et d'autre part la direction prise par les instationnarités venant du bord de fuite (flèches rouges).

La caractérisation du contenu fréquentiel du phénomène de tremblement 3D est très complexe du fait des différents paramètres à prendre en compte. En effet, en 3D, l'oscillation du choc se traduit par l'apparition d'une bosse fréquentielle alors qu'en 2D, l'oscillation se traduit par la présence d'un pic à une fréquence bien définie. Cette différence est due principalement à l'effet 3D induit par la géométrie de l'aile. Reste ainsi à comprendre l'influence de ces paramètres sur le contenu fréquentiel de l'onde.

Au cours des diverses campagnes d'essais (en vol et en soufflerie) réalisées par Dassault Aviation (Vallée et Courty, 2004), il a été observé que la fréquence d'oscillation de l'onde de choc variait en fonction de l'envergure et en fonction des conditions externes de l'écoulement. Ainsi, selon cette étude, les fréquences d'oscillations du choc seraient liées à des modes d'instabilité du choc. Trois

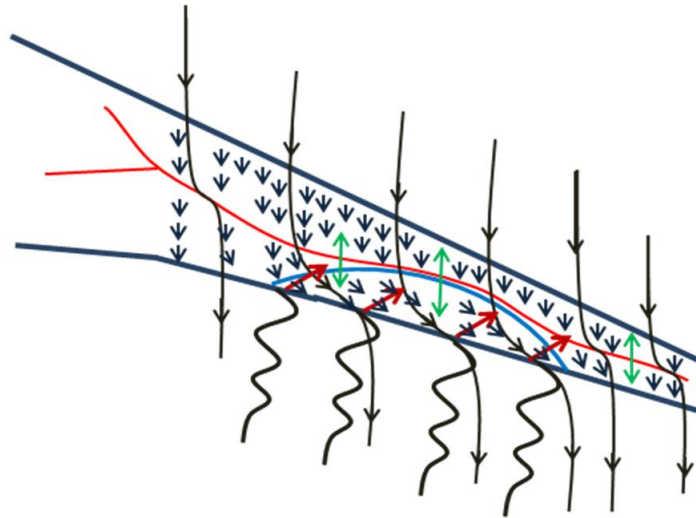


FIG. 3.23: Ligne de courant et direction de propagation des instationnarités sur l'extrados voilure

modes d'instabilité seraient ainsi présents dans l'écoulement :

- Un premier mode d'instabilité de choc sensible jusqu'à 60% de corde. Ce mode à faible fréquence semble avoir peu d'impact sur l'écoulement en aval du choc.
- Un deuxième mode d'instabilité de choc qui disparaît environ à 60% de corde et qui réapparaît au bord de fuite.
- Un troisième mode d'instabilité de choc, présent partout dans la zone décollée. Ce mode est présent sur presque tout l'écoulement en aval. Les 2ème et 3ème mode ont à peu près la même fréquence.

Durant les essais réalisés par Dassault, des études modales ont été réalisées dans le but de s'assurer que les modes d'instabilités n'étaient pas en réalité une conséquence de la réponse structurale à une excitation d'un mode propre. Les résultats ont montré que ces modes d'instabilités étaient de nature purement aérodynamique et non issus d'un couplage fluide structure. Une étude menée sur les trois campagnes d'essai FLIRET, CAT3D et AVERT a aussi permis de retrouver la présence de ces différents modes. Ainsi la figure 3.24 nous montre les résultats obtenus à partir des données FLIRET montrant, pour un cas de tremblement donné, la présence de différents modes d'instabilités décrits précédemment. Cette figure est représentative de ce qui a été observé sur les autres campagnes d'essais.

Une information supplémentaire, que l'on peut tirer des données de cette campagne, est la dépendance de ces modes d'instabilités à la taille de la zone décollée. Il semblerait ainsi que le 3ème mode d'instabilité soit principalement lié à un décollement massif entre le pied du choc et le bord de fuite alors que le premier mode d'instabilité n'est lié qu'à la présence d'un petit décollement de type bulbe situé entre le pied du choc et le bord de fuite. Des études restent cependant à faire sur d'autres campagnes pour vérifier la validité de cette théorie et la compatibilité avec les données existantes.

Mécanisme d'oscillation de l'onde de choc Les diverses études réalisées par Despré ont permis de montrer que l'écoulement amont subissait une forte déviation en aval du choc due à la présence d'une interaction onde de choc/couche limite décollée. Il a aussi été observé que les perturbations provenant du bord de fuite étaient elles aussi déviées vers le côté externe de l'aile. Ainsi en reprenant la théorie de Lee sur le tremblement 2D, et en essayant de l'appliquer à un écoulement 3D, on pourrait supposer que, s'il existait des ondes acoustiques émanant du bord de fuite, ces ondes seraient

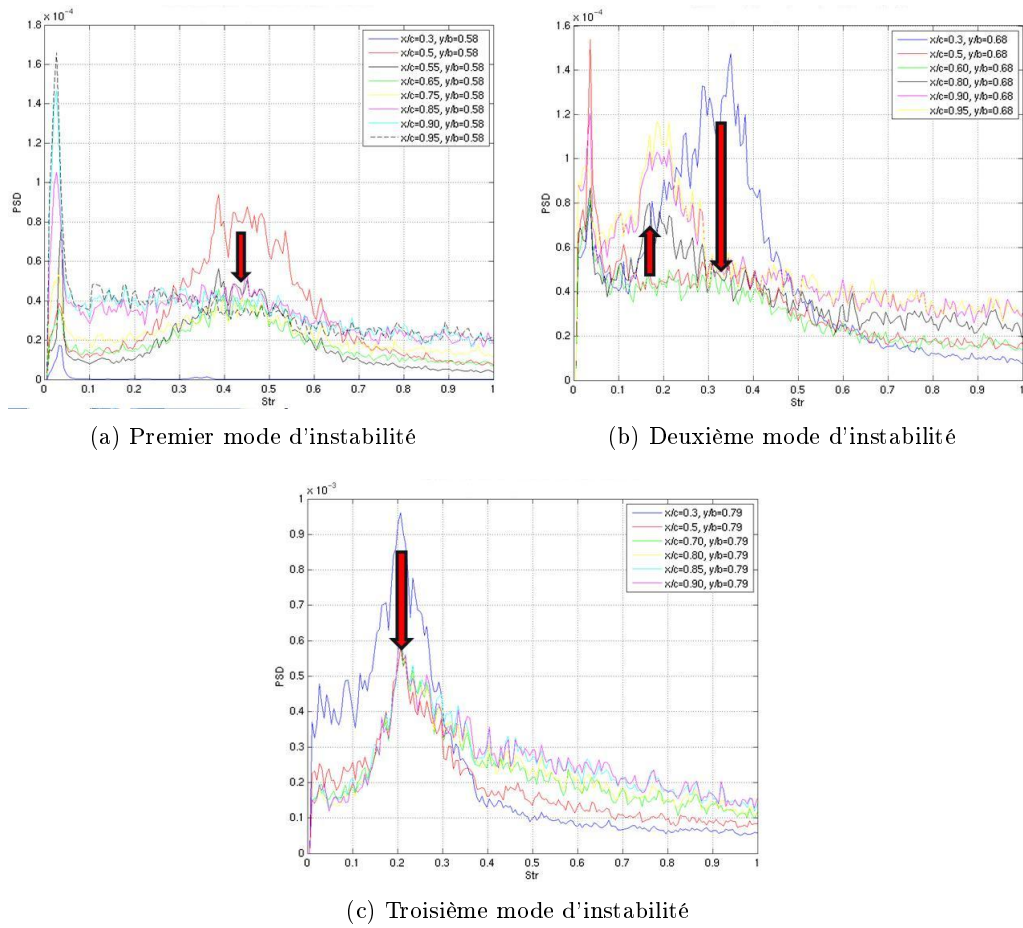


FIG. 3.24: Modes d'instabilité de l'onde de choc

aussi déviées vers la zone externe de l'aile. Aucune théorie 3D permettant d'expliquer ce phénomène n'a été à ce jour développée, cela est dû essentiellement à un manque de données (expérimentales et numériques) et à la complexité du phénomène. La théorie détaillée par la suite ne sera donc qu'une théorie développée à partir des diverses observations réalisées.

En effet, diverses études ont montré que malgré les différences visibles entre le tremblement 2D et 3D, il y avait un point qui était commun à ces deux types de tremblement : d'une part la présence d'instationnarités issues du choc et se convectant vers l'aval et d'autre part la présence d'instationnarités issues du bord de fuite et se dirigeant vers le bord d'attaque (Dagrau, 2012). Une extension de la théorie de Lee peut donc être proposée au cas d'un écoulement sur une voilure réelle. Pour rappel, la théorie de Lee supposait que l'onde ne commençait à vibrer que lorsque l'écoulement était entièrement décollé entre l'onde de choc et le bord de fuite. De même, Lee avait observé que l'oscillation de l'onde était le résultat d'un couplage aéro-acoustique entre les perturbations générées par l'onde de choc et l'onde acoustique naissant au niveau du sillage du profil. Ainsi, l'extension de la théorie de Lee en 3D consisterait à dire que l'onde de choc produit des perturbations de pression qui se propagent vers le bord de fuite dans les zones où seul l'écoulement est entièrement décollé entre le choc et le bord de fuite. Ainsi, ces perturbations qui atteignent le bord de fuite vont exciter le sillage de l'aile et vont engendrer la naissance de perturbations de nature acoustique. Ces ondes vont ainsi partir du bord de fuite et se propager de manière tridimensionnelle suivant deux directions privilégiées : vers l'amont et vers le côté externe de l'aile (c.f. les constats faits concernant les directions de propagation des perturbations au niveau du bord de fuite). Il est à noter que ces ondes de

nature acoustique ne naissent a priori que dans les sections où l'écoulement est entièrement décollé entre le bord de fuite et le choc. Ceci suppose donc aussi que le choc est perturbé de manière inégale et à des moments différents dû notamment aux distances qui séparent les points sources acoustiques de l'onde sur la voilure. La figure 3.25 présente la forme du décollement suivant l'envergure ainsi que l'existence d'une onde de nature acoustique partant du bord de fuite et se dirigeant vers le bord d'attaque. Il est important de souligner que ces ondes acoustiques ont été observées non seulement via l'outil numérique mais aussi via divers essais.

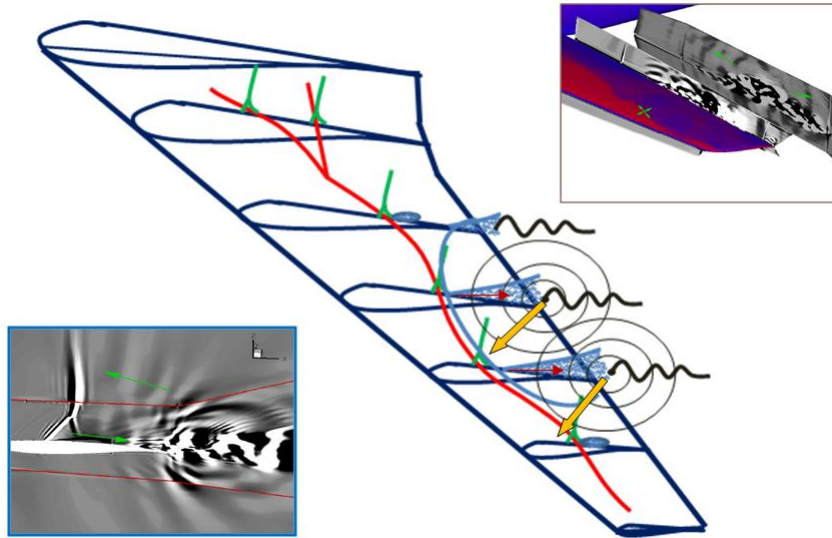


FIG. 3.25: Mécanisme de l'oscillation de l'onde de choc

Cette figure montre donc le mécanisme d'oscillation du choc avec d'une part la propagation d'onde acoustique vers l'amont (flèche jaune) et d'autre part la propagation des instationnarités issues de l'onde de choc à l'intérieur de la zone décollée (flèche rouge) dans les sections où le décollement est total. Aucun couplage aéroacoustique n'est observé sur les sections où il n'y a pas de décollement total entre le bord de fuite et l'onde de choc. Cette figure montre aussi des coupes CFD issus des travaux de Deck et Brunet (Brunet et Deck, 2008) dans lesquelles on peut voir la présence d'ondes acoustiques émanant du bord de fuite d'une géométrie 3D se dirigeant dans la direction amont.

Paramètres influençant le tremblement Plusieurs paramètres viennent impacter le phénomène de buffeting extrados voilure, en l'occurrence des paramètres liés soit à la géométrie de l'aile soit aux conditions de l'écoulement. Afin de pouvoir avoir un regard un peu plus clair sur la manière dont ces paramètres influencent le phénomène de tremblement extrados voilure, une étude paramétrique issue de la littérature est présentée. Cette analyse est complétée par celle réalisée sur les données CAT3D, AVERT et FLIRET. L'étude est présentée en deux parties, une partie dans laquelle l'influence des paramètres liés aux conditions de l'écoulement est présentée et une autre dans laquelle l'influence des paramètres géométriques de l'aile est étudiée.

Parmi les paramètres que nous allons étudier il y a tout d'abord l'angle d'incidence. En effet, l'angle d'incidence est l'un des paramètres qui joue un rôle très important sur l'apparition du phénomène de tremblement. Il a ainsi un impact non négligeable sur les lignes de courant, sur l'onde de choc ainsi que sur la topologie du décollement. Lorsque l'angle d'incidence est faible, i.e. valeur proche de 0° , l'aile voit apparaître pour des nombres de Mach élevés une onde de choc. Celle-ci a d'abord tendance à être une onde de choc simple et rectiligne le long de l'envergure. Au fur et à me-

sure que l'angle d'incidence augmente, à iso-Mach, Reynolds et P_{dyn} , l'onde de choc commence à se déformer pour prendre une forme en lambda. Cette onde qui apparaît au niveau du bord d'attaque de l'aile recule avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Lorsque la valeur de l'angle d'incidence continue de croître, l'onde de choc reprend une forme « simple » en repoussant le triangle formé par le double choc vers l'emplanture et se rapproche significativement du bord de fuite de l'aile. En ce qui concerne la zone décollée, une augmentation de l'angle d'incidence favorise l'apparition d'un décollement au niveau du bord de fuite. Cette zone décollée a ainsi tendance à apparaître pour des angles d'incidence relativement élevés. Ainsi, lorsque celle-ci apparaît (en général sur les sections externes de l'aile), elle augmente avec l'angle d'incidence. Au fur et à mesure que la valeur de l'angle d'incidence devient forte, cette zone qui apparaît de manière générale en bord de fuite, se propage vers l'onde de choc puis la repousse vers le bord d'attaque. L'onde de choc se déforme aussi et prend une forme courbe au niveau du décollement. La figure 3.27 (a) présente ainsi une synthèse de l'impact de l'angle d'incidence sur la forme de l'onde de choc et du décollement. C'est ainsi que, pour un angle d'incidence assez élevé, le décollement rejoint l'onde de choc et le tremblement s'amorce. Concernant l'effet de l'angle d'incidence sur les fréquences du phénomène, il a été remarqué que celui-ci a une influence sur la position de la bosse fréquentielle du phénomène. Després montre ainsi que sur les essais CAT3D, le contenu fréquentiel de l'onde de choc diminue en fréquence au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente. Une étude effectuée par Dassault Aviation ne semble cependant pas confirmer cet effet. Les études réalisées par Dassault montrent l'existence de plusieurs modes d'instabilités de choc variant suivant leur nature. Ainsi, lorsque l'angle d'incidence de l'écoulement varie, seuls quelques modes semblent être influencés par cette variation (Vallée et Courty, 2004). C'est ce que l'on observe sur la figure 3.26, où sont tracées les PSD adimensionnées de pression pour trois angles d'incidence différents. A gauche se trouvent les PSD calculées à partir de capteurs situés au niveau du choc et à droite se trouvent les PSD calculées à partir de capteurs se trouvant près du bord de fuite. Ainsi l'étude de ces données montre que le 1er mode qui est celui qui apparaît à $\alpha=3.4^\circ$ (mode basse fréquence) semble insensible à l'évolution de l'angle d'incidence alors que le 2ème mode (mode moyenne fréquence) semble impacté. De plus, Dassault a montré que le deuxième mode d'instabilité de choc avait d'abord tendance à monter en fréquence puis à diminuer au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmentait. On voit ainsi une évolution de ce mode qui varie suivant les 2 directions au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente.

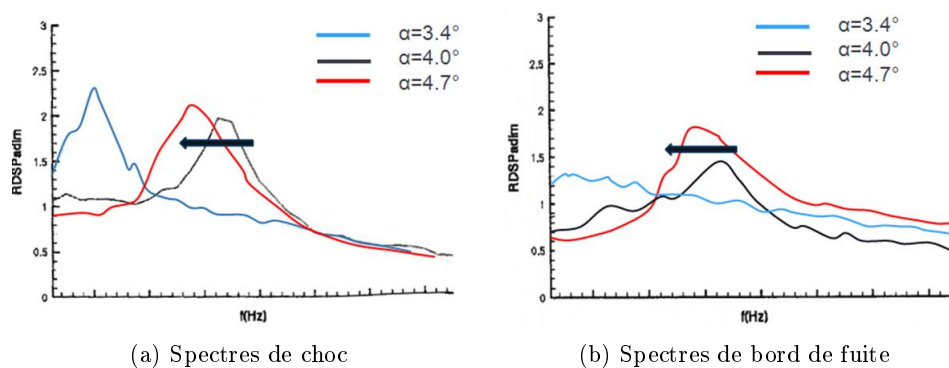


FIG. 3.26: Spectre de pression pour trois angles d'incidence (Vallée et Courty, 2004)

Un autre des paramètres qui a une influence sur l'écoulement est le nombre de Mach. Celui-ci a des effets qui sont assez similaires à ceux de l'angle d'incidence à quelques différences près. Lorsque le nombre de Mach est faible dans le domaine transsonique, une onde de choc simple apparaît proche du bord d'attaque. Au fur et à mesure que le nombre de Mach augmente, l'onde de choc a tendance à reculer et prend une forme en lambda. Contrairement à l'effet de l'angle d'incidence, le triangle issu du double choc ne se dirige pas vers l'emplanture avec l'augmentation du nombre de Mach. En ce

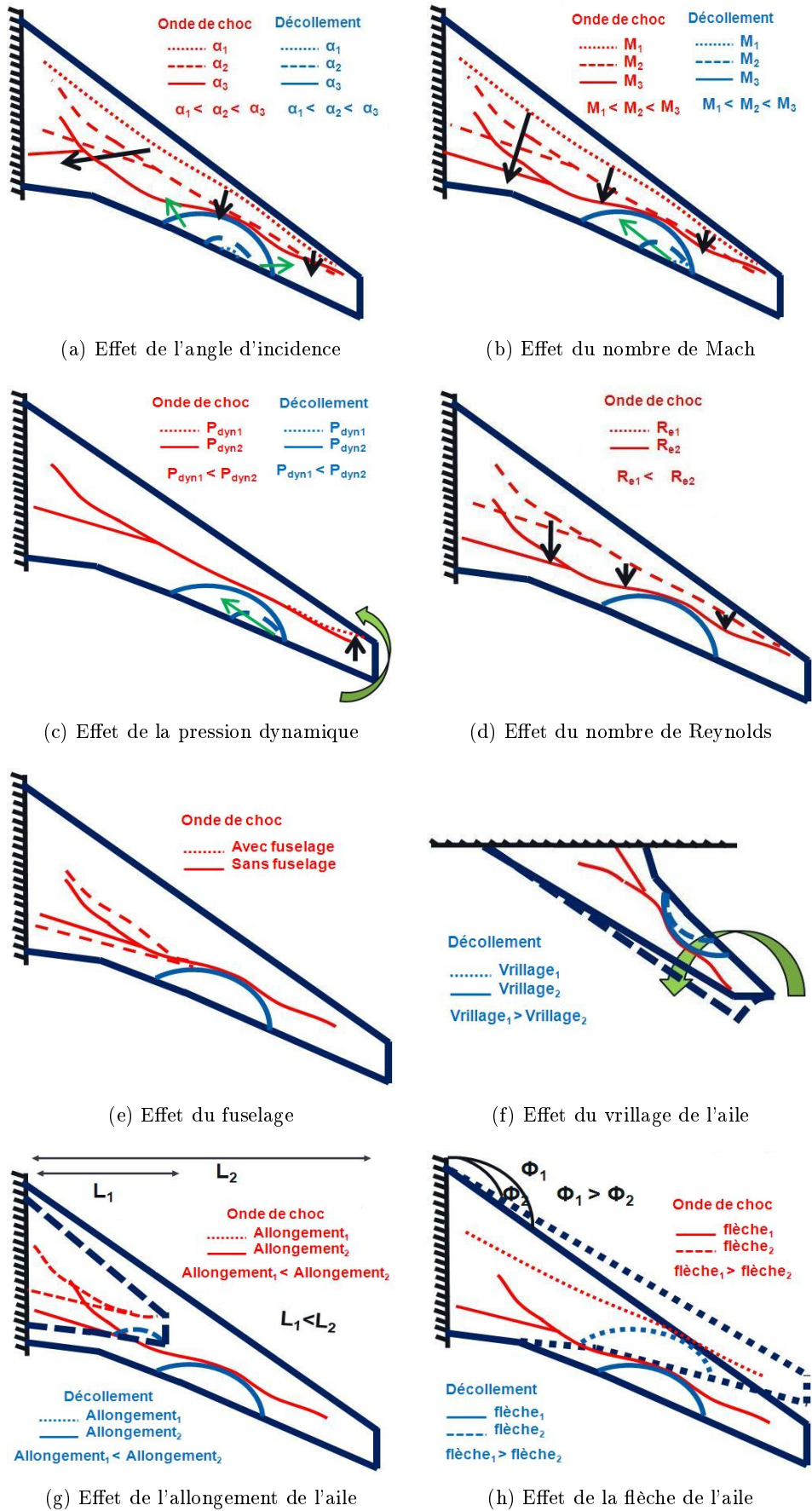


FIG. 3.27: Présentation schématique des effets sur l'extrados voilure de différents paramètres

qui concerne l'évolution de la zone décollée, celle-ci apparaît pour un nombre de Mach transsonique au niveau de la partie externe de l'aile puis se propage vers l'intérieur de l'aile au fur et à mesure que le nombre de Mach augmente. Ainsi, contrairement à l'effet d'angle d'incidence, le nombre de Mach engendre une propagation de la zone décollée dans une direction privilégiée. La figure 3.27 (b) présente ainsi une synthèse de l'impact du nombre de Mach sur la forme de l'onde de choc et du décollement. Plus globalement, en ce qui concerne le tremblement, plus le nombre de Mach augmente et plus il aura tendance à favoriser le décollement, du fait notamment de l'augmentation en intensité de l'onde de choc. Contrairement à l'effet 2D, la valeur locale du nombre de Mach pour laquelle l'aile entre en tremblement n'est pas vraiment définie, elle varie suivant les profils. Ainsi, il est difficile de caractériser le nombre de Mach local amont à l'onde de choc étant à l'origine du tremblement. En ce qui concerne l'influence du nombre de Mach sur la fréquence du phénomène, l'étude réalisée par Despré montre que les fréquences d'oscillations de l'onde diminuent avec l'augmentation du nombre de Mach. Ceci se confirme avec une étude réalisée sur les données FLIRET. En effet, la figure 3.28 montre que sur ces données les fréquences d'oscillations diminuent aussi avec l'augmentation du nombre de Mach. Cette figure montre les PSD de pression dans la zone du choc (à gauche) et du bord de fuite (à droite) pour deux nombres de Mach différents. Cependant, l'étude réalisée sur les données Falcon semble à nouveau infirmer cette tendance. En effet, les études de ces données ont montré que le nombre de Mach n'avait aucune influence sur le mode basse fréquence de l'onde. Ce qui n'est pas le cas pour le 2ème mode d'instabilité, qui semble diminuer en fréquence pour un nombre de Mach croissant. Un autre effet remarqué sur ces données Dassault est l'élargissement de la bosse fréquentielle pour un nombre de Mach plus élevé du phénomène. Ainsi, il a été montré que la bosse semblait à $Ma=0,85$ être plus large en fréquence et moins intense qu'à $Ma=0,80$ supposant aussi une instabilité de choc plus faible, ce qui ne semble pas être nécessairement le cas pour les données FLIRET.

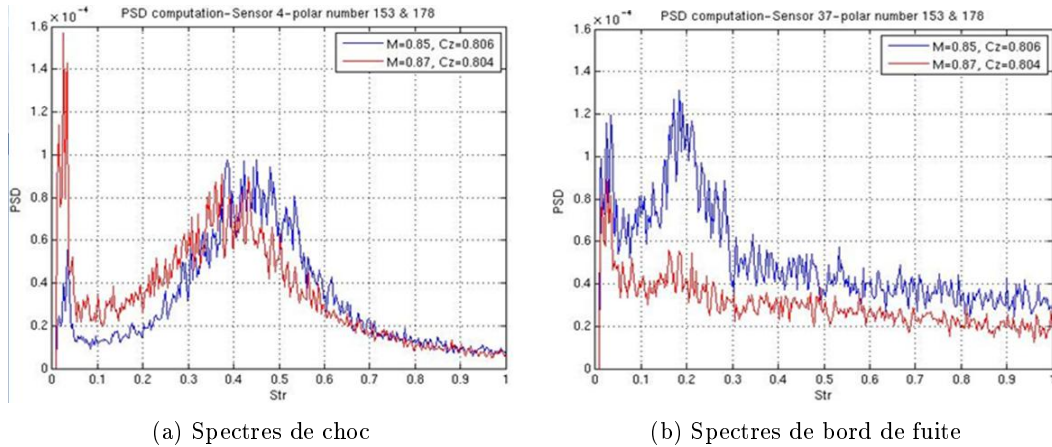


FIG. 3.28: Spectre de pression pour deux nombres de Mach distincts

En ce qui concerne la pression dynamique, peu d'information a pu être collectée dans la littérature. Une étude réalisée par Havas sur la campagne FLIRET est d'ailleurs la seule étude qui a permis de déterminer l'impact de la pression dynamique sur l'écoulement à l'extrados de la voilure à iso nombre de Mach, Reynolds et angle d'incidence. Cette étude a en effet permis de mettre en évidence l'influence directe de la pression dynamique sur la forme de l'écoulement. Comme on peut le voir sur la figure 3.27 (c), la pression dynamique joue principalement sur la position du décollement ainsi que sur la propagation de ce décollement. Ainsi, une augmentation de la pression dynamique aura pour conséquence un déplacement de la zone décollée dans la direction interne de l'aile de l'avion. La raison de l'influence de ce paramètre est liée à la forme de l'aile qui subit cette variation de pression dynamique. En effet, lorsque la pression dynamique augmente, l'aile a tendance à se

vriller et plus particulièrement à son extrémité. L'angle d'incidence local perçu en bout d'aile est par conséquent plus petit que dans sa forme originale, entraînant ainsi un déplacement de la zone décollée vers les sections internes de l'aile. En ce qui concerne l'influence de ce paramètre sur l'onde de choc, aucune information n'a pu être tirée. De même pour son influence sur le tremblement. Cependant, la pression dynamique ne peut qu'avoir un impact indirect sur le tremblement (ceci sera expliqué de manière plus précise dans la partie effets géométriques).

En ce qui concerne le nombre de Reynolds, peu d'information a également été collecté dans la littérature sur son influence sur la topologie de l'écoulement ainsi que sur son impact sur le phénomène de tremblement extradados voilure. La figure 3.27 (d) montre une petite synthèse de l'effet Reynolds sur la position de l'onde de choc. En effet, il a été remarqué que l'augmentation du nombre de Reynolds entraînait un recul de l'onde de choc en direction du bord de fuite. Le nombre de Reynolds semble d'ailleurs n'avoir qu'une influence sur la position de l'onde de choc, aucune sur la forme de l'onde ou sur la taille ou position de la zone décollée. En ce qui concerne son influence sur le tremblement extradados voilure, elle ne peut qu'être qu'indirecte. Cependant, il reste toujours difficile d'estimer précisément l'impact que la variation du nombre de Reynolds peut avoir sur ce phénomène.

Lorsque l'on regarde maintenant l'impact de la géométrie de l'aile sur le phénomène de tremblement, celui-ci est assez global. L'un des effets géométriques décelés a été celui de la présence d'un fuselage. En effet, lors des campagnes d'essais en soufflerie, le fuselage n'est pas toujours inclus. La forme de l'onde de choc n'est par conséquent pas toujours bien estimée. L'intérêt de la prise en compte de cet effet est de pouvoir permettre une meilleure représentativité de la forme de l'onde de choc en envergure en introduisant un éventuel recalage de la position de l'onde lors de nouveaux essais avec des maquettes dépourvues d'un fuselage. La figure 3.27 (e) montre que la présence d'un fuselage décale l'onde de choc en λ vers les sections les plus externes. Ainsi, le double choc lié à la forme λ de l'onde, lorsque cela est le cas, peut atteindre en envergure une plus grande partie de l'aile.

Un autre paramètre influençant l'écoulement est le vrillage de l'aile. En effet, comme on peut l'observer sur la figure 3.27 (f), le vrillage joue un rôle principal sur la position ainsi que la direction de propagation de la zone décollée. L'effet du vrillage s'assimile ainsi à celui causé par la pression dynamique : plus le vrillage de l'aile est important et plus le décollement aura tendance à se diriger vers les sections internes de l'aile. Aucun impact réel du vrillage sur la position du choc n'a pu être déterminé. En ce qui concerne l'impact du vrillage de l'aile sur le tremblement extradados voilure, il ne peut être qu'indirect. En effet, en déplaçant la position du décollement, il est possible que la fréquence de vibration du choc soit impactée, ceci est dû principalement au fait que la distance entre le bord de fuite et l'onde de choc est plus grande sur les sections intérieures. Par voie de conséquence, si l'on se base sur la théorie appliquée au cas 3D, l'augmentation de la distance entre le bord de fuite et l'onde de choc entraînera une diminution de la fréquence de vibration de l'onde. Il est tout de même important de noter que ce dernier point reste une supposition, car cela suppose que la fréquence d'oscillation de l'onde est inversement proportionnelle à la distance onde de choc/bord de fuite.

Un autre paramètre important ayant un impact sur l'écoulement est l'allongement de l'aile. Ce paramètre a principalement une influence sur la forme de l'onde de choc. En ce qui concerne son influence sur la zone décollée et sur le tremblement extradados, aucune information n'a pu être extraite de la littérature. L'effet de l'allongement sur la forme du choc est présenté sur la figure 3.27 (g). Il est important de noter que l'exemple utilisé est celui dans lequel les conditions aérodynamiques imposent une onde de choc en envergure en forme de λ . Ainsi, on observe sur cette figure que le choc entre les deux ailes a une forme différente. Pour l'aile ayant un allongement petit, l'onde

de choc est principalement sous la forme d'une onde de choc en λ sur toute l'envergure alors que pour l'aile ayant un allongement plus grand, la forme du λ n'est présente que dans la zone proche de l'implanture. On peut donc bien observer l'importance de ce paramètre dans la représentation de l'onde de choc. En ce qui concerne l'effet de ce paramètre sur le tremblement, il ne peut être qu'indirect, dans la mesure où pour une aile à faible allongement, il y a de forts risques que le tremblement extradors voilure ne puisse apparaître sous les mêmes conditions que pour une aile avec un fort allongement. Ceci s'explique notamment par le fait que l'onde de choc sur l'aile à faible allongement est bien moins intense et favorise donc moins le décollement au niveau de bord de fuite par rapport à l'aile ayant un plus grand allongement à iso conditions.

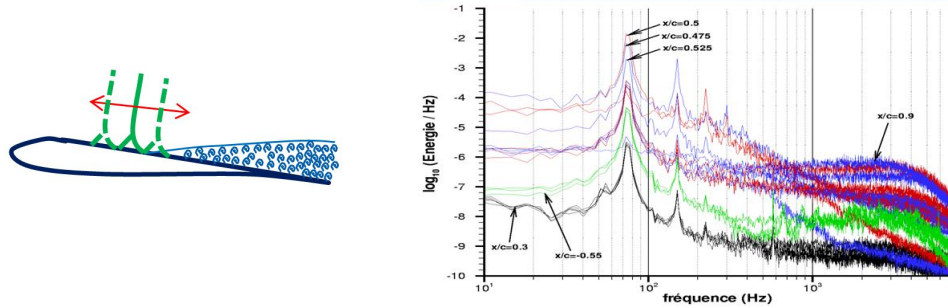
La flèche d'une aile fait partie des paramètres ayant une influence sur la topologie de l'écoulement. En effet, une étude réalisée sur une aile à flèche variable a montré que l'écoulement pouvait être fortement modifié par la flèche de l'aile (cf. figure 3.27 (h)). Ainsi, cette étude a montré que l'onde de choc, pour une aile à flèche nulle, a plutôt tendance à être une onde de choc simple et le décollement, presque uniforme sur toute l'envergure. On se rapproche alors des conditions proches de celles d'un profil 2D. Lorsque la flèche de l'aile prend des valeurs positives non nulles, l'onde de choc change de forme et la zone décollée devient moins uniforme. Le choc prend ainsi une forme en λ et le décollement a tendance à se positionner sur les parties les plus externes de l'aile pour une flèche d'environ 30° . Cependant, au-delà de cette limite, l'onde de choc aura tendance à redevenir une onde de choc simple. L'étude réalisée a ainsi bien mis en évidence que la flèche joue un rôle important dans l'apparition des phénomènes 3D dans l'écoulement. En ce qui concerne l'influence de ce paramètre sur le phénomène de tremblement, aucune information n'a pu être retrouvée dans la littérature.

L'existence de nombreux paramètres influençant les conditions de tremblement, l'écoulement ainsi que la forme de l'onde de choc est mise en évidence dans cette partie. Parmi ces grandeurs il y a les paramètres liés aux conditions de l'écoulement et il y a les paramètres liés à la géométrie de l'aile. Ces deux paramètres jouent un rôle direct ou indirect sur le tremblement. Malheureusement, les conséquences liées à une variation de ces grandeurs sur l'onde de choc, le décollement voire même le phénomène de tremblement lui-même n'ont pas pu être tous clarifiés. Cette étude a permis de mettre en exergue l'importance des paramètres géométriques tel que le vrillage de l'aile ou l'effet de flèche dans l'apparition du tremblement 3D.

3.2.4 Différence entre les écoulements du tremblement extradors 2D et 3D

L'objectif de cette partie est de détailler les principales différences entre le tremblement 2D et le tremblement 3D. Ainsi parmi les différences observées se trouve tout d'abord la différence au niveau du contenu fréquentiel du phénomène, principalement piloté par le choc le long de la corde. Ainsi, en tremblement 2D, le choc oscille à une fréquence bien précise comme constaté sur la figure 3.29, à droite. Cette figure montre ainsi différents spectres de pression de capteurs localisés dans la zone du choc. L'oscillation du choc se fait pour tous les cas à une fréquence bien définie qui est ici de 75Hz. Ceci est bien différent de ce que l'on peut observer en tremblement 3D. En effet, lors du tremblement en configuration 3D, le choc subit une oscillation sur une bande bien plus large en fréquence. C'est ce qui est d'ailleurs observé sur la figure 3.30 (à droite) où des capteurs situés dans la région du choc mettent en évidence la présence d'une bosse fréquentielle caractéristique de la vibration de l'onde. Cette bosse peut être due à l'existence de différentes fréquences de vibration de l'onde le long de l'envergure, ces fréquences de vibrations étant définies suivant différents paramètres. Un point à noter est qu'en 3D on se rapproche du 2D lorsque le décollement devient très important. En effet, Despré avait remarqué que la bosse fréquentielle devenait de plus en plus fine lorsque le décollement au niveau de l'aile devenait de plus en plus grand, rapprochant ainsi, en partie, la configuration 3D d'une configuration 2D. Toutefois il est important de garder à l'esprit que d'autres

effets géométriques seront toujours présents dans l'écoulement rendant ainsi ce type de phénomène différent d'un simple cas 2D.



(a) Schéma de l'écoulement d'un profil en condition de tremblement (b) Spectres d'un profil en condition de tremblement

FIG. 3.29: Cas d'un tremblement 2D

En dehors de l'aspect purement fréquentiel, le tremblement en configuration 3D se différencie aussi du cas 2D par l'étendue de la zone décollée présente sur la voilure. En effet, comme expliqué précédemment, Lee a observé que l'onde de choc se met uniquement à vibrer lorsque l'écoulement est totalement détaché entre le bord de fuite et l'onde de choc (c.f. figure 3.29, à gauche). Dans le tremblement 3D, l'onde de choc ne vibre que lorsque l'écoulement est totalement décollé du bord de fuite jusqu'à l'onde de choc sur une section donnée en envergure. Autrement dit, si aucun décollement total n'a lieu sur au moins une des sections en envergure alors l'onde de choc ne vibrera pas. La figure 3.30 (à gauche) montre de manière schématique les différentes situations pour lesquelles on pourrait avoir une onde de choc qui oscille pour un cas de tremblement 3D. Ainsi, il n'est pas nécessaire d'avoir, pour le cas d'une géométrie 3D, un décollement total entre le bord de fuite et l'onde de choc sur toute les sections de l'aile pour avoir un début de tremblement. Il est possible, contrairement à ce qui est observé en 2D, de voir l'onde de choc osciller même dans une région où le décollement entre le bord de fuite et l'onde de choc n'est pas total. De plus, en ce qui concerne les amplitudes d'oscillation de ce choc, il a été constaté par Després (Després, 2001) que l'amplitude de battement de l'onde pour le cas 3D est inférieure à celle du cas 2D.

Un autre point à aborder est celui de l'effet du nombre de Mach et de l'effet de l'angle d'incidence entre le tremblement 2D et 3D. Ainsi, les observations réalisées pour les effets Mach et angle d'incidence en 3D n'ont pas été les mêmes pour les cas de tremblement en 2D. Les travaux de Benoit et Seraudie sur les profils de type RA16SC1et OAT15A ont en effet montré que la fréquence était une fonction croissante du nombre de Mach et de l'angle d'incidence. C'est ce qui s'observe sur les figures 3.15 et 3.16 (a) Cette contradiction montre donc bien la complexité du phénomène 3D étudiée.

3.2.5 Analyse des données instationnaires

Une analyse des données instationnaires est effectuée dans cette section dans le but de mieux comprendre la physique derrière le phénomène de tremblement extrados voilure. Les résultats présentés ont été obtenus à partir des données issus de la campagne CAT3D dans la mesure où il s'agit de la seule campagne possédant une instrumentation très fine dans la région du choc (c.f. section 3.1). Il est à noter que tous les résultats montrés dans cette partie sont représentatifs de ce qui a été observé sur tous les points d'essais analysés de cette campagne.

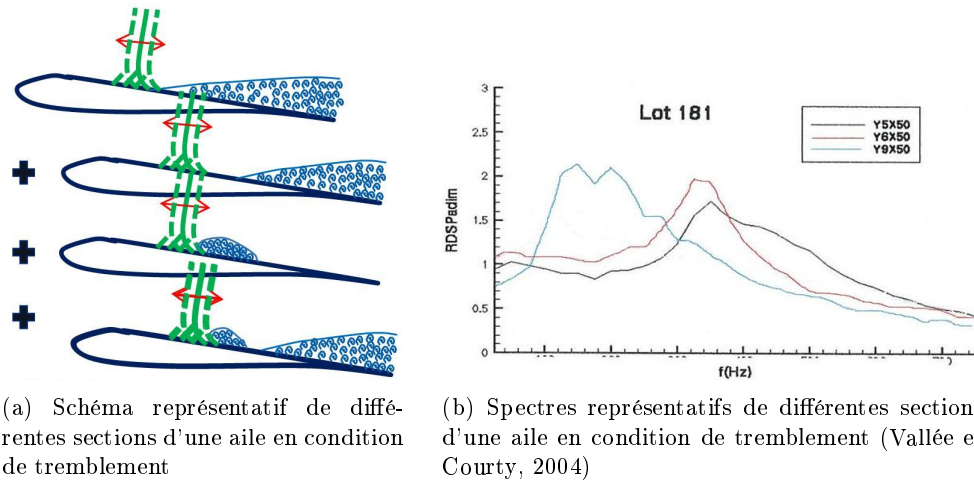


FIG. 3.30: Cas d'un tremblement 3D

Etude des PSD de pression Les PSD de pression à l'intérieur de la région du choc ont de manière générale des valeurs assez élevées par rapport à celles situées dans la zone du décollement. Ces fortes fluctuations, principalement liées à l'oscillation du choc, viennent fortement impacter l'écoulement et augmenter le niveau d'énergie dans la région du choc. La figure 3.31 montre ainsi les différents spectres PSD obtenus pour un cas de forte interaction onde de choc/couche limite. En bleu en pointillé se trouvent les PSD de pression de la section interne calculées dans la zone du choc, en bleu avec des croix se trouvent les PSD de pression de la section centrale calculées dans la région du choc et en bleu avec des cercles se trouvent les PSD de pression de la section externe calculées dans la région du choc. L'axe des ordonnées donne les amplitudes des PSD de pression et l'axe des abscisses présente les valeurs en fréquence.

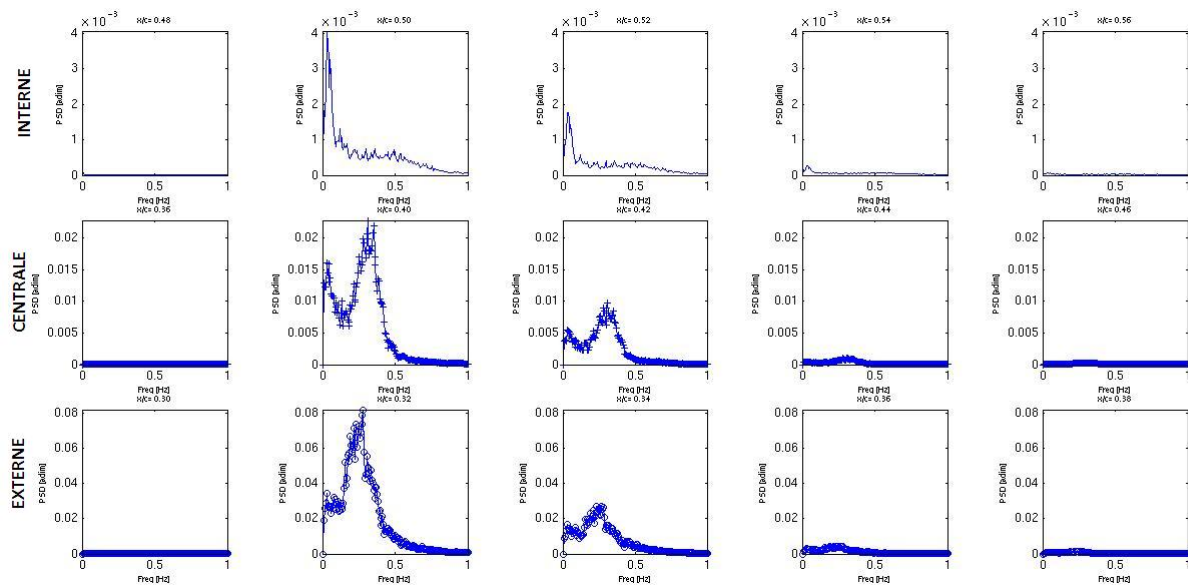


FIG. 3.31: PSD de pression dans la région du choc (section interne : première ligne, section centrale : deuxième ligne et section externe : troisième ligne)

Les amplitudes des spectres PSD fluctuent de manière importante à l'intérieur de cette zone de choc relativement réduite. En effet, la figure permet de quantifier l'étendue de cette zone, celle-ci

ayant une étendue d'environ 6% en corde pour chacune des sections étudiées. Cette figure permet aussi de voir l'étendue du phénomène en envergure avec cependant beaucoup moins de précision dans la mesure où l'instrumentation, relativement faible dans cette direction, ne permet pas d'avoir une délimitation précise de cette région suivant l'axe transverse. Le contenu fréquentiel des PSD de choc semble varier de manière significative en corde et en envergure, montrant ainsi la dépendance du phénomène à ces deux directions. Une étude plus poussée de ces spectres est ainsi nécessaire pour mieux modéliser cette région du choc. Une analyse des PSD normalisées a été réalisée en corde dans le but de trouver un critère commun à tous les spectres dans cette région du choc. La figure 3.32 montre ainsi les différents spectres PSD normalisés par leurs valeurs intégrales pour le même cas d'interaction onde de choc/couche limite que précédemment. En pointillé bleu se trouvent les PSD des capteurs de la section interne calculées à l'intérieur de la zone du choc, en bleu avec des croix se trouvent celles de la section centrale calculées à l'intérieur de la zone du choc et en bleu avec des cercles se trouvent celles de la section externe aussi calculées à l'intérieur de la zone du choc. L'axe des ordonnées présente les valeurs de l'amplitude des PSD normalisées et l'axe des abscisses présente les valeurs en fréquence.

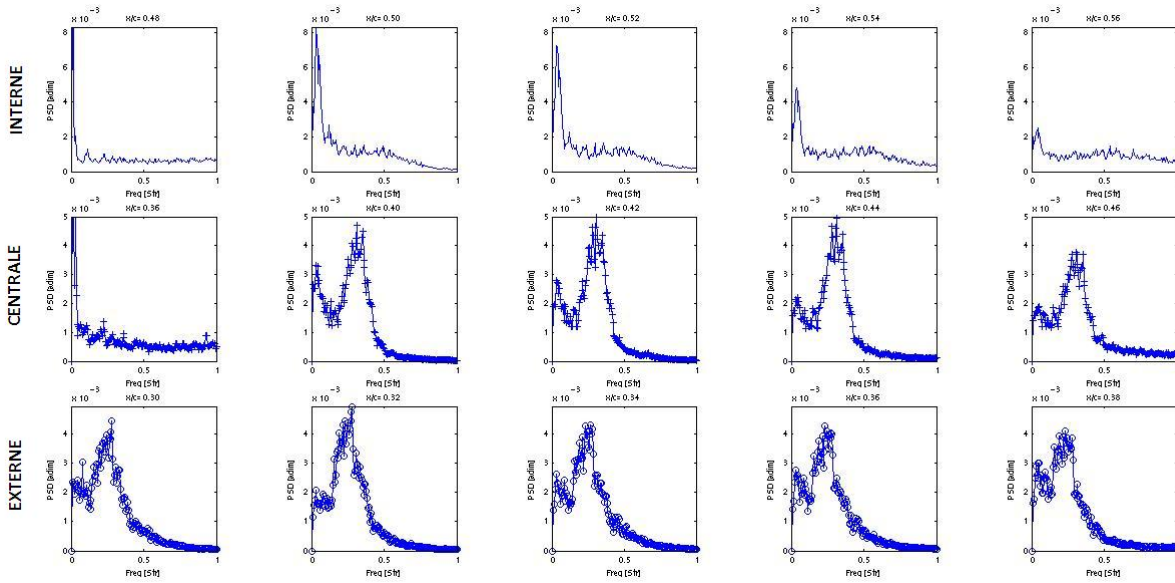


FIG. 3.32: PSD de pression (normalisées) dans la région du choc (section interne : première ligne, section centrale : deuxième ligne et section externe : troisième ligne)

Les PSD normalisées des capteurs situés sur chaque section sont quasi-identiques à l'intérieur de la zone du choc. Les amplitudes et fréquences des PSD ont presque toutes les mêmes valeurs sur chaque section et cela indépendamment de la section observée. Cette information pourra donc être exploitée postérieurement lors de la mise en place d'un modèle de tremblement sur l'extrados voilure afin de recréer les spectres PSD à l'intérieur de cette région fortement instationnaire.

L'étude en envergure des PSD a aussi mis en évidence d'autres aspects de cette zone de choc nécessitant une bonne compréhension des phénomènes physiques afin de pouvoir les modéliser. Une étude de différents paramètres adimensionnés a été ainsi réalisée. Les grandeurs adimensionnées utilisées pour cette étude ont été définies de la manière suivante :

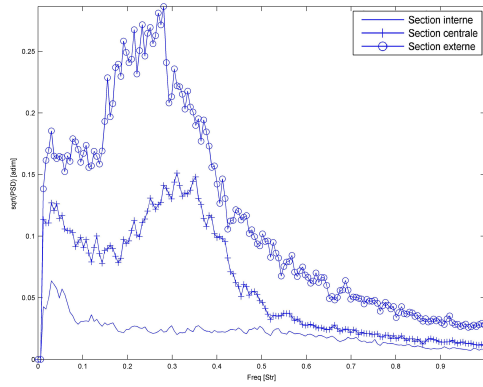
- Pour la fréquence adimensionnée :

$$Str = \frac{fL_{ref}}{V_{\infty}} \quad (3.4)$$

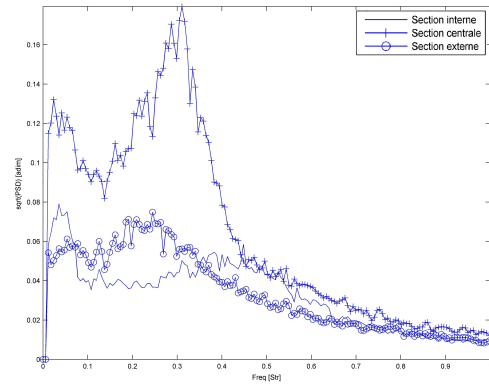
- Pour le calcul des PSD de pression adimensionnées :

$$PSD_{ad} = \frac{PSDV_{\infty}}{P_{dyn}^2 L_{ref}} \quad (3.5)$$

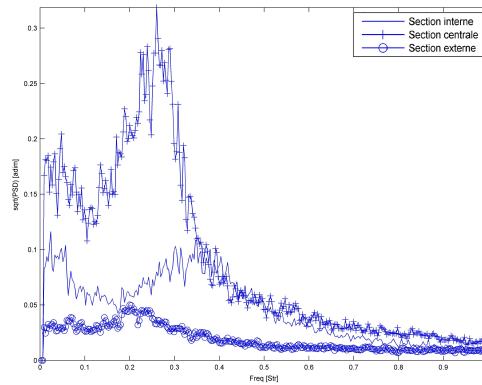
avec L_{ref} la longueur de référence, P_{dyn} la pression dynamique de l'écoulement infini amont et V_{∞} la vitesse de l'écoulement infini amont. La figure 3.33 montre les PSD de choc adimensionnées tracées pour trois points d'essais différents de la campagne CAT3D. La PSD de pression du choc de la section interne est tracée en bleu en pointillé, la PSD de pression du choc de la section centrale est tracée en bleu avec des croix et la PSD de pression du choc de la section externe est tracée en bleu avec des cercles. A gauche se trouvent les PSD de choc calculées pour un point d'essai correspondant à un tremblement faible, au centre se trouvent les PSD de choc calculées pour un point d'essai correspondant à un tremblement moyen et à droite se trouvent les PSD de choc calculées pour un point d'essai correspondant à un tremblement fort. L'axe des ordonnées donne les amplitudes des PSD adimensionnées et l'axe des abscisses présente les valeurs en fréquence adimensionnées. Pour l'adimensionnement de ces courbes la longueur de référence utilisée a été la corde aérodynamique moyenne de l'aile.



(a) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement faible



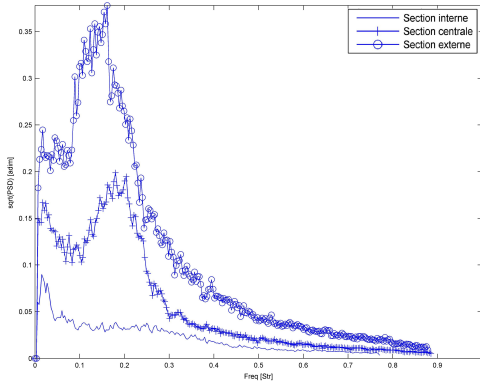
(b) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement moyen



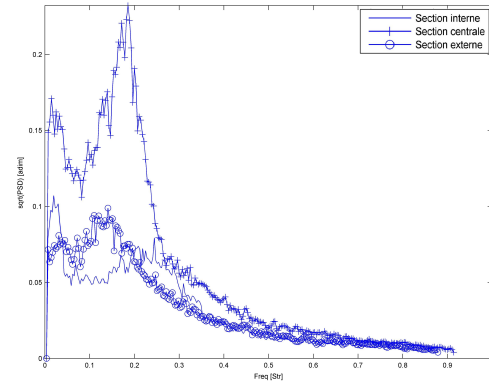
(c) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement fort

FIG. 3.33: Superposition des PSD en utilisant l'adimensionnement classique en fréquence et en amplitude

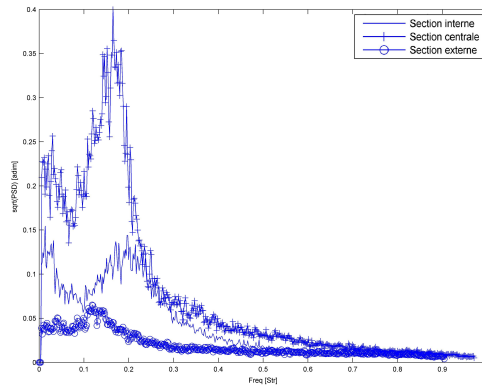
Il peut être observé sur cette figure que le contenu fréquentiel des PSD est différent entre les trois



(a) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement faible



(b) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement moyen



(c) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement fort

FIG. 3.34: Superposition des PSD en utilisant comme nouvelle longueur de référence celle définie par Lee (Lee, 2001)

sections en envergure. Le choc oscille ainsi suivant sa position en envergure à des fréquences différentes. La longueur de référence ne permet donc pas d'uniformiser les fréquences du choc des trois sections, il est par conséquent nécessaire de trouver un autre paramètre de référence plus adapté à cette étude afin de pouvoir plus facilement modéliser les phénomènes en envergure.

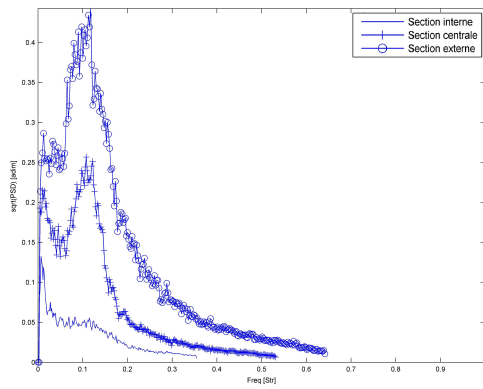
Les diverses analyses réalisées par Lee ont montré qu'un autre paramètre de référence pouvait être utilisé pour adimensionner les PSD en fréquence et en amplitude. Ce paramètre, défini comme la distance entre le bord de fuite et le choc, i.e $L_{ref} = (c - x_{choc})$, permettrait ainsi de déterminer de manière plus ou moins précise la fréquence d'oscillation du choc pour le cas d'un profil 2D. L'étude réalisée sur la campagne CAT3D en reprenant cette définition de L_{ref} définie par Lee a ainsi permis de tracer les courbes PSD présentées sur la figure 3.34.

Cette figure montre les PSD de choc tracées pour les mêmes points d'essais que ceux de la figure 3.33 avec le nouveau paramètre d'adimensionnement. Ainsi ce nouvel adimensionnement permet de retrouver approximativement une fréquence d'oscillation du choc indépendamment de la section étudiée. Il est par conséquent possible de recentrer à peu près les fréquences d'oscillations de choc des PSD des trois sections en envergure. Cependant un léger décalage subsiste entre les bosses fré-

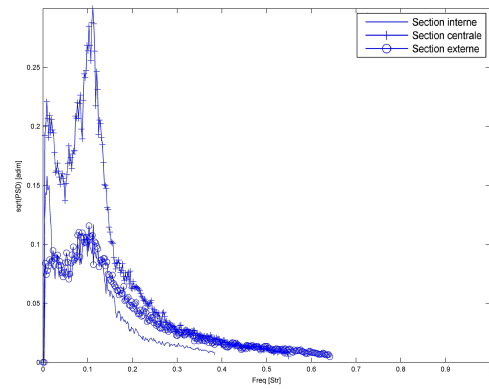
quentielles de chaque PSD, indiquant peut-être l'existence d'un deuxième paramètre influençant ces fréquences d'oscillations du choc. Etant donné que le mouvement du choc est aussi fortement conditionné par sa position en envergure, un nouvel adimensionnement prenant en compte la position du choc en envergure a donc été proposé afin de pallier ce léger décalage en fréquence entre les PSD. Cet adimensionnement défini de manière empirique permet ainsi de tenir compte de la composante transverse de ce phénomène.

La figure 3.35 montre les PSD de choc tracées pour les mêmes points d'essais que ceux des figures 3.33 et 3.34 avec la prise en compte d'une nouvelle longueur de référence pour l'adimensionnement des fréquences et des PSD de pression prenant cette fois-ci en compte le positionnement en envergure de l'onde. La nouvelle longueur de référence utilisée est définie comme :

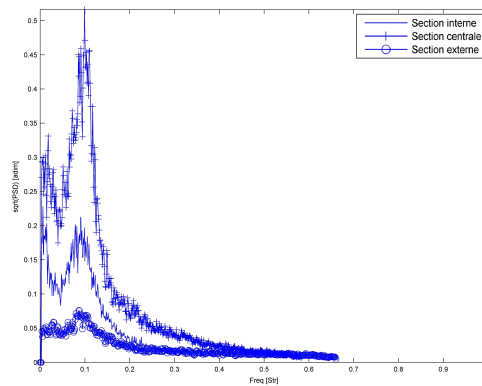
$$L_{ref} = (c - x_{choc}) \frac{y}{b} \quad (3.6)$$



(a) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement faible



(b) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement moyen



(c) PSD de pression dans la zone du choc pour un cas de tremblement fort

FIG. 3.35: Superposition des PSD en utilisant comme nouvelle longueur de référence celle définie dans l'équation (3.6)

Ce nouvel adimensionnement, défini suite à l'analyse des données soufflerie, permet de très bien recentrer les bosses en fréquence des PSD de choc entre les trois sections en envergure. Ce résultat a été vérifié sur tous les points d'essais de la campagne CAT3D permettant donc de valider cet adimensionnement de manière fiable sur cette campagne. Une validation a aussi été tentée sur les

trois autres campagnes d'essais, toutefois, l'instrumentation au niveau du choc n'étant pas suffisamment raffinée pour les autres géométrie, il a été plus difficile de conclure quant à la pertinence et la fiabilité de ce nouvel adimensionnement. Il est à noter que ce nouvel adimensionnement a été proposé de manière empirique et qu'aucune explication physique permettant de justifier la présence du terme y/b dans la définition de cette nouvelle longueur de référence n'a pu être donnée.

En ce qui concerne l'étude de la zone décollée, la figure 3.36 montre les différents spectres PSD de pression calculés pour un cas de forte interaction onde de choc/couche limite à l'intérieur de celle-ci. En bleu en pointillé se trouvent les PSD de chaque capteur calculées dans la section interne, en bleu avec des croix se trouvent les PSD calculées dans la section centrale et en bleu avec des cercles se trouvent les PSD calculées dans la section externe. En ordonnée, les valeurs des PSD sont données, en abscisse les valeurs des fréquences sont présentées.

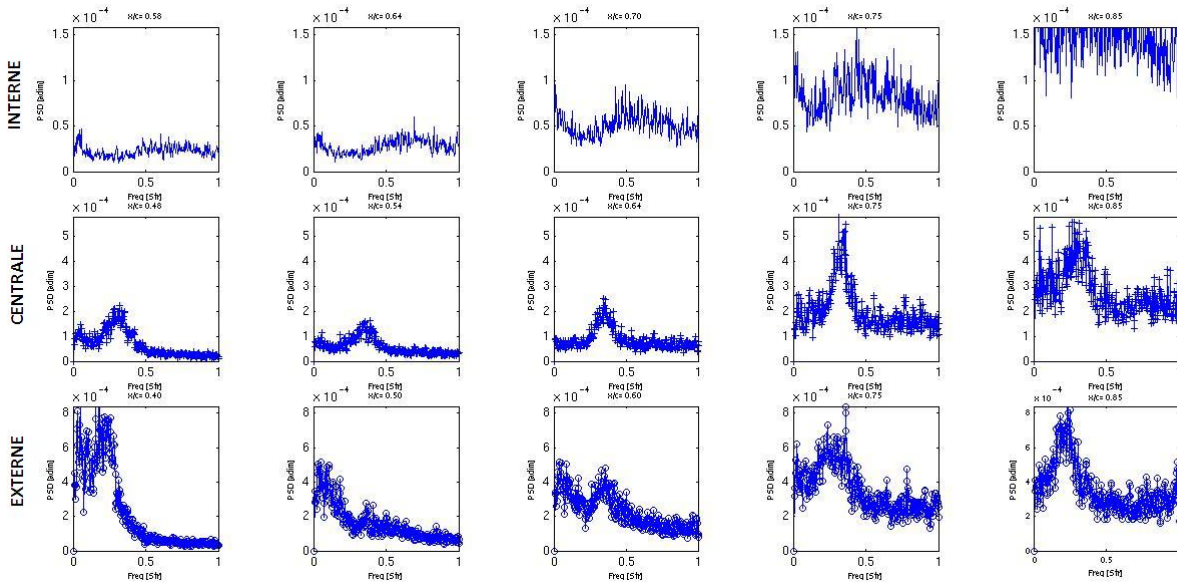


FIG. 3.36: PSD de pression dans la région du décollement le long de la corde (section interne : première ligne, section centrale : deuxième ligne et section externe : troisième ligne)

L'étude des PSD a montré que l'évolution des amplitudes était relativement progressive sur chaque section. Le contenu fréquentiel quant à lui est invariant le long de la corde sauf pour les capteurs situés dans la zone proche du bord de fuite qui voient apparaître une importante augmentation des niveaux d'énergies sur toute la bande de fréquence principalement causée par le fort décollement présent sur cette région. Du point de vue modélisation, cette évolution d'amplitude des PSD pourra être interpolée un peu à l'image de ce qui a été fait pour les cas de tremblement HTP et intrados voilure (Havas, 2010).

L'étude du comportement des PSD de pression à l'intérieur de la zone décollée en envergure a aussi été réalisée. La figure 3.37 montre ainsi les PSD calculées à partir des capteurs situés le long de l'envergure à $x/c=75\%$. Sur cette figure on remarque la présence d'une évolution progressive des PSD le long de l'envergure même si le signal n'est pas toujours très similaire entre les capteurs les plus éloignés. Du point de vue modélisation, une interpolation des PSD semble donc aussi être suffisante pour recréer ces signaux de PSD de pression le long de cet axe.

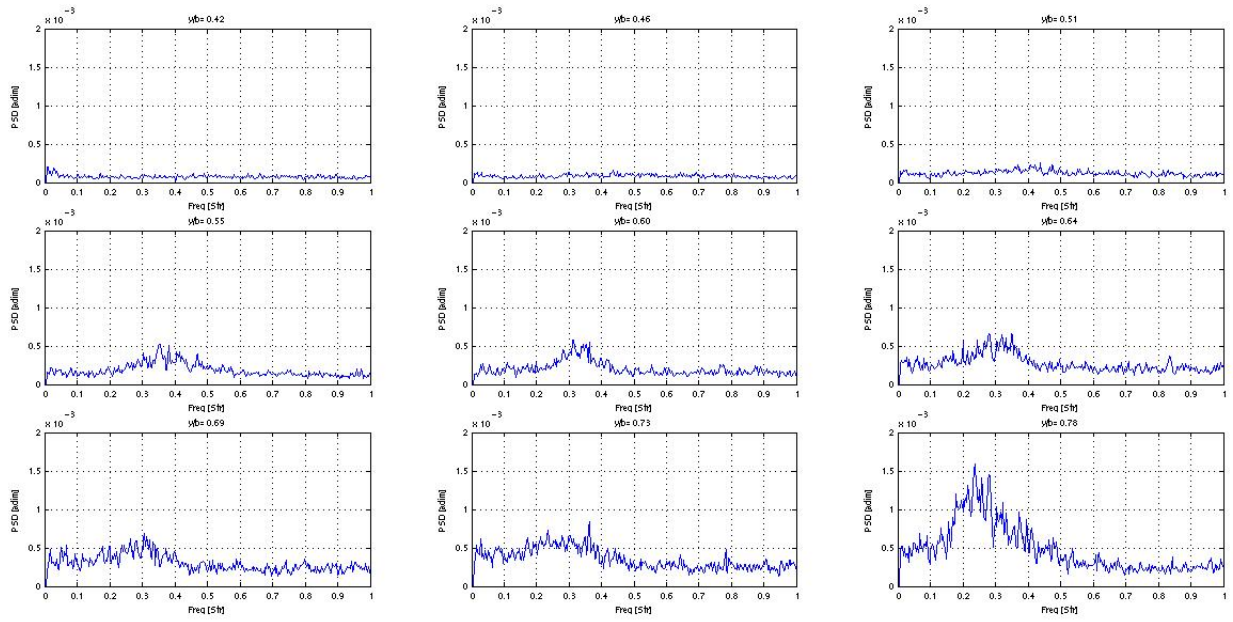


FIG. 3.37: PSD de pression dans la région du décollement le long de l'envergure

Etude de la cohérence L'étude des cohérences permet non seulement d'avoir une information sur le lien entre les différents signaux de pression mesurés par chaque capteur mais aussi d'avoir une information sur la direction de propagation des instationnarités dans un écoulement. L'étude de ce paramètre s'avère donc importante pour toute compréhension de phénomènes surtout à l'intérieur de la zone décollée.

La figure 3.38 montre trois contours de cohérence obtenus à partir des capteurs situés sur une même section en corde. À gauche se trouvent les cohérences tracées pour la section interne, au centre les cohérences pour la section centrale et à droite les cohérences pour la section externe. Le capteur de référence pris pour chacun de ces contours a été, pour le contour situé à gauche de cette figure, le capteur situé sur le choc de la section interne, pour le contour situé au centre de cette figure, le capteur situé sur le choc de la section centrale et pour le contour situé à droite de cette figure, le capteur situé sur le choc de la section externe. L'axe des abscisses donne la position des capteurs le long de la corde en x/c et l'axe des ordonnées donne les valeurs en fréquence. Les valeurs des cohérences sont représentées en couleur (valeurs fluctuant entre 0 et 1).

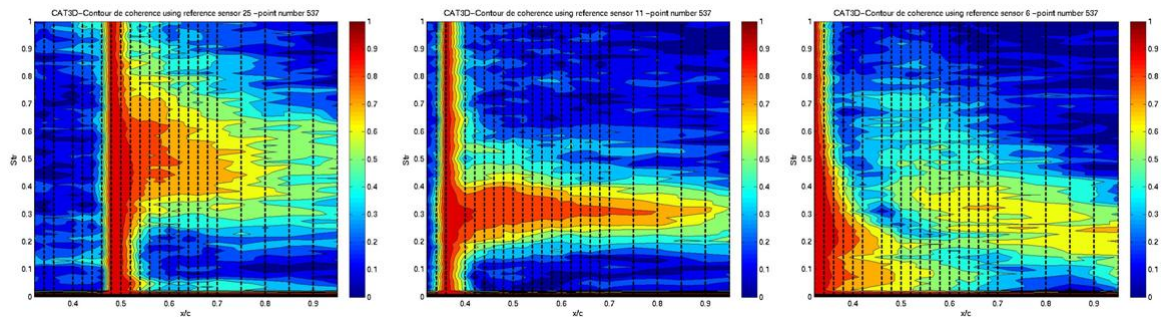


FIG. 3.38: Contours de cohérences suivant les trois sections longitudinales

Les capteurs de pression présentent en corde des cohérences élevées sur une bande de fréquence bien définie. En effet, pour des fréquences de l'ordre du dixième de Strouhal, les cohérences entre

les capteurs pour chacune de ces sections restent très élevées, atteignant des valeurs de l'ordre de 0,8 à 1. Cependant, cette figure montre aussi que les fréquences ne sont pas les mêmes d'une section à l'autre, comme remarqué lors de l'étude des PSD de pression. La fréquence du phénomène semble varier en fonction de la position de la section en envergure. La section externe présente ainsi des phénomènes à des fréquences plus faibles que celles des sections plus internes. Un autre point intéressant de l'étude est celui de l'évolution fréquentielle des cohérences le long de la corde. En effet, l'étude des cohérences sur la section externe montre qu'à une fréquence adimensionnée égale à 0,3 par exemple, il y a tout d'abord entre $x/c=30\%$ et $x/c=45\%$ la présence de fortes cohérences, puis entre $x/c=50\%$ et $x/c=55\%$, une diminution de ces cohérences puis entre $x/c=55\%$ et $x/c=100\%$ une nouvelle augmentation des valeurs des cohérences. Ce comportement reste pour le moment inexpliqué dans la mesure où il est difficile de justifier comment des instationnarités issues du choc peuvent disparaître puis ré-apparaître sur une même section en corde. Toujours est-il, ce contour semble être un exemple clair du caractère 3D des instationnarités sur l'extrados voilure et de la complexité de ce phénomène. Une étude CFD fiable pourrait ainsi aider à mieux comprendre ce qui se passe sur cette partie de la voilure. Les autres sections quant à elles, ne présentent aucune variation en fréquence le long de la corde. Ce phénomène semble donc être largement influencé par le décollement. Ainsi, plus la taille de décollement sera faible et plus l'information se propagera de manière homogène à une fréquence bien définie.

Concernant la direction de propagation des instationnarités, Després a montré que les instationnarités sur l'extrados voilure avaient tendance à se propager de l'intérieur vers l'extérieur de la voilure. Cette étude avait été réalisée à partir des spectres de choc et des spectres des capteurs en bord de fuite. Cependant, l'étude ne permettait pas de dire si les spectres ayant un contenu fréquentiel similaire présentaient effectivement un lien entre eux ou pas. Afin de compléter l'étude réalisée par Després, une étude des cohérences a donc été réalisée entre le choc et le bord de fuite de l'aile. La figure 3.39 montre ainsi trois contours de cohérence tracés à partir de capteurs situés sur les mêmes sections en corde. A gauche se trouve le contour de cohérence obtenu à partir des capteurs de la section externe (bande jaune), au centre le contour de cohérence obtenu à partir des capteurs de la section centrale (bande verte) et à droite le contour de cohérence obtenu à partir de capteurs de la section interne (bande rouge). Le capteur de référence pour cette étude a été le capteur situé sur le choc dans la section externe (croix rouge sur la figure). L'axe des abscisses donne la position des capteurs en x/c et l'axe des ordonnées les valeurs en fréquences. Les valeurs des cohérences sont représentées en couleur (valeurs comprises entre 0 et 1).

Les contours de cohérence au centre de cette figure montrent qu'il existe bien un lien entre le choc de la section externe et le bord de fuite de la section centrale. En effet, les valeurs des cohérences s'élèvent à 0,5 entre ces deux sections. Par ailleurs, le contour situé à droite montre qu'il n'existe aucun lien entre le choc de la section externe et le bord de fuite de la section interne. Ce manque de lien peut sûrement être attribué à la distance entre ces deux sections, trop importante pour pouvoir disposer de valeurs importantes.

La figure 3.40 montre trois autres contours de cohérence calculés à partir des capteurs de chaque section, avec cette fois-ci pour capteur de référence, le capteur situé sur le choc dans la section centrale. A gauche se trouve le contour de cohérence obtenu à partir des capteurs de la section externe, au centre le contour de cohérence obtenu à partir des capteurs de la section centrale et à droite le contour de cohérence obtenu à partir de capteurs de la section interne. L'axe des abscisses donne la position des capteurs en x/c et l'axe des ordonnées les valeurs en fréquence en Strouhal. Les valeurs des cohérences sont représentées en couleur (valeurs comprises entre 0 et 1).

Les contours de cohérence montrent qu'il existe aussi sur cette figure un lien entre le choc situé

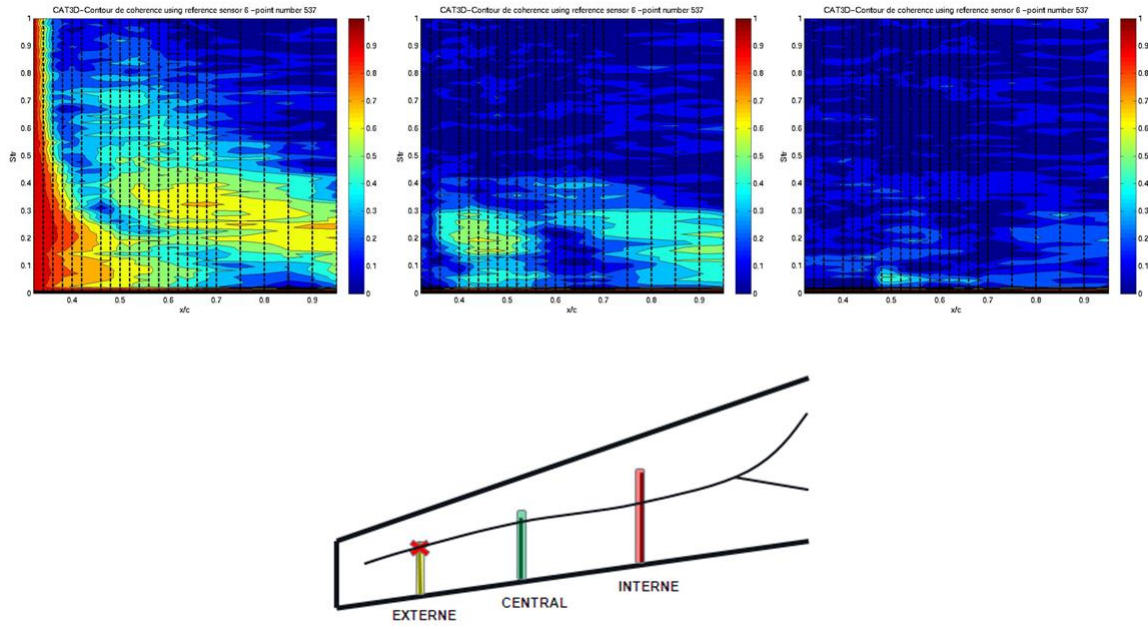


FIG. 3.39: Contours de cohérence suivant les trois sections longitudinales avec pour référence le capteur situé sur la section externe de l'aile au niveau du choc (croix rouge)

sur la section centrale et le bord de fuite de la section interne. En revanche, aucun lien apparaît entre le choc de la section centrale et le bord de fuite de la section externe. Ces contours semblent donc bien indiquer que la propagation des instationnarités se fait suivant une direction privilégiée, confirmant ainsi les conclusions de Després.

La figure 3.41 montre les contours de cohérence calculés à partir de capteurs situés sur les mêmes sections en corde avec cette fois-ci comme capteur de référence le capteur situé sur le choc dans la section interne. À gauche se trouve le contour de cohérence obtenu à partir des capteurs de la section externe, au centre se trouve le contour de cohérence obtenu à partir des capteurs de la section centrale et à droite se trouve le contour de cohérence obtenu à partir de capteurs de la section interne. L'axe des abscisses donne la position des capteurs en x/c et l'axe des ordonnées donne les valeurs en fréquence. Les amplitudes de cohérence sont représentées en couleur (valeurs comprises entre 1 et 0).

Les contours de cohérences montrent qu'il n'existe quasiment aucun lien entre le choc de la section interne et le bord de fuite des autres sections. Ceci confirme ainsi que les instationnarités ne se propagent que des zones internes vers les zones externes. Concernant l'étude des capteurs en envergure, celle-ci n'a pas apporté plus d'information concernant la propagation de ces instationnarités. La figure 3.42 montre les contours de cohérence calculés à partir de capteurs situés le long de l'envergure dans la zone du bord de fuite (bande jaune). Pour le contour de cohérence situé à gauche le capteur de référence a été celui situé dans le choc de la section externe (croix rouge), pour le contour de cohérence situé au centre le capteur de référence a été celui situé dans le choc de la section centrale (croix verte) et pour le contours de cohérence situé à droite le capteur de référence a été celui situé dans le choc de la section interne (croix bleue). L'axe des abscisses donne la position des capteurs en x/c et l'axe des ordonnées donne les valeurs en fréquence. Les valeurs des cohérences sont représentées en couleur (valeurs fluctuant entre 0 et 1).

Le contour de cohérence à gauche de la figure 3.42 montre des cohérences relativement élevées sur les sections centrale et externe par rapport aux valeurs des cohérences de la section interne. Pour le cas du contour de cohérences situé au centre, les cohérences ne sont élevées qu'au niveau

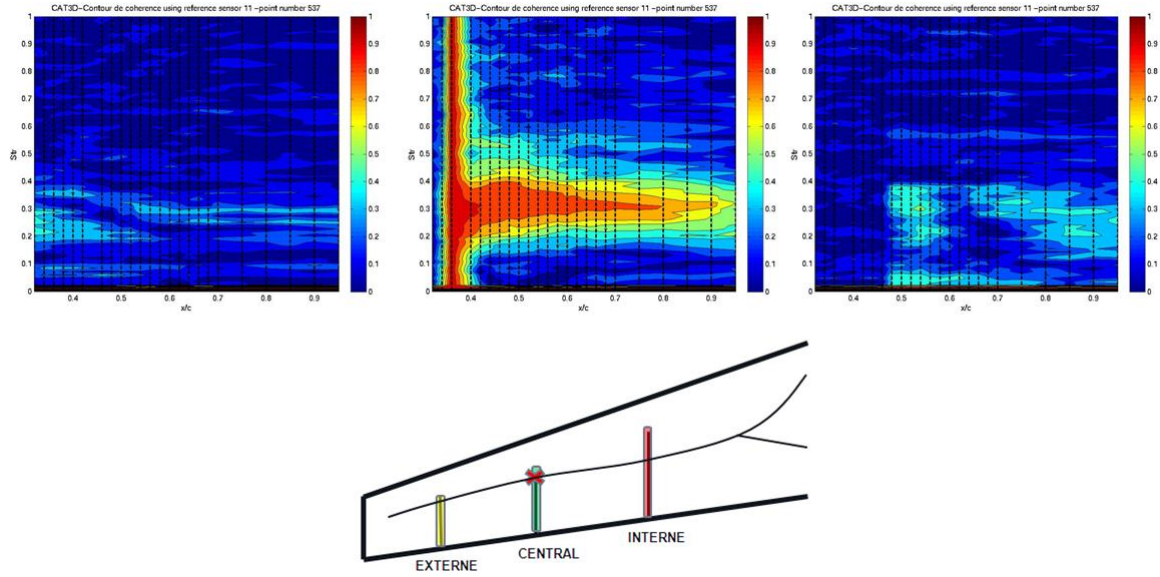


FIG. 3.40: Contours de cohérence suivant les trois sections longitudinales avec pour référence le capteur situé sur la section centrale de l'aile au niveau du choc (croix rouge)

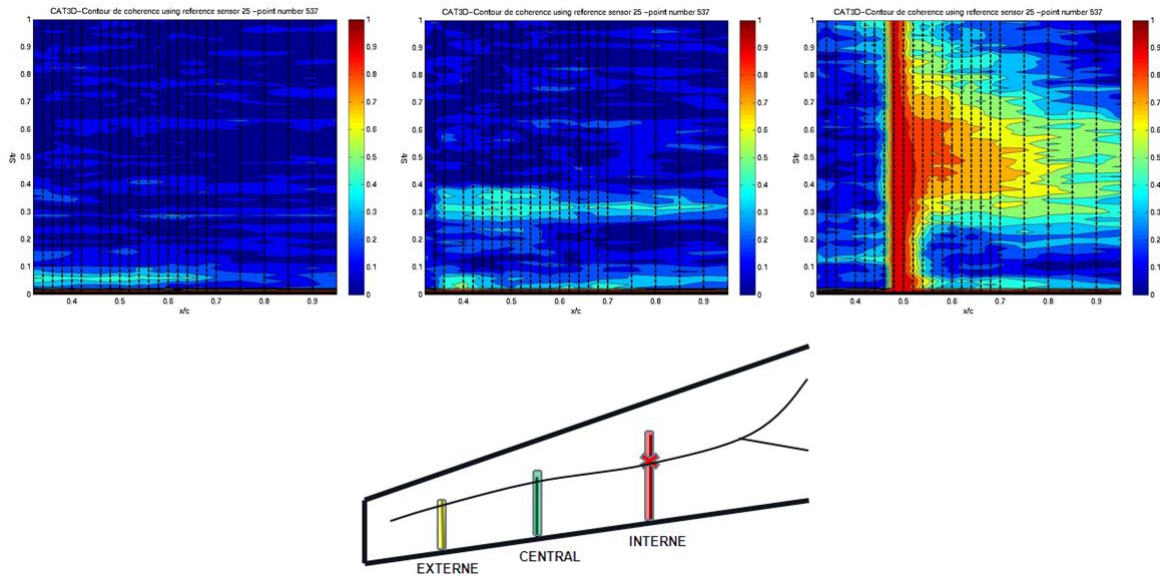


FIG. 3.41: Contours de cohérence suivant les trois sections longitudinales avec pour référence le capteur situé sur la section interne de l'aile au niveau du choc (croix rouge)

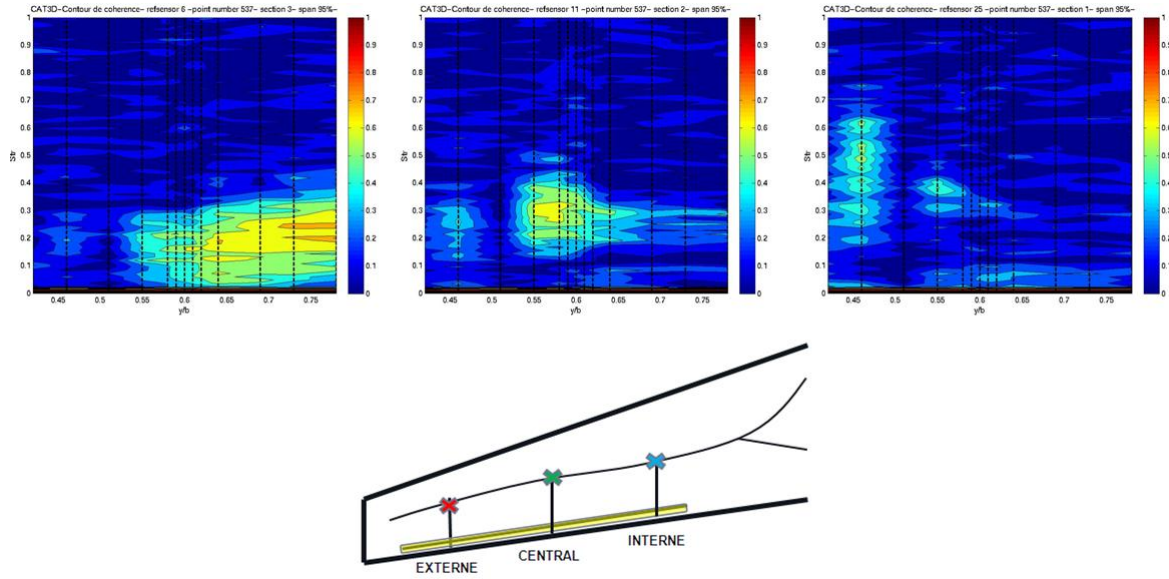


FIG. 3.42: Contours de cohérence suivant la section en envergure avec pour référence le capteur situés sur le choc de chaque section

de la section centrale et s'étendent légèrement sur la section plus interne. Pour le cas du contour de cohérence situé à droite, aucune valeur élevée n'est observée entre les capteurs situés le long de cet axe transverse. Nous pouvons donc observer que pour un même cas de décollement, les instationnarités issues du bord de fuite des sections les plus internes semblent avoir tendance à montrer un lien plus important vers les régions les plus externes de l'aile, confirmant ainsi l'hypothèse avancée par Després sur la direction de propagation des instationnarités entre le choc et le bord de fuite.

Etude de la phase L'étude des déphasages dans la région du choc est relativement complexe dans la mesure où il est nécessaire de disposer d'une instrumentation très fine en corde et en envergure sur cette région afin de bien pouvoir comprendre l'évolution et la direction de propagation des instationnarités. C'est la raison pour laquelle l'étude n'a été réalisée qu'à partir des données de la campagne CAT3D.

La figure 3.43 montre en rouge les déphasages de trois capteurs situés dans la zone du choc pour une section donnée en corde et en bleu les cohérences associées. Ces cohérences permettent de cibler les plages de fréquences exploitables pour l'analyse des phases entre les différents capteurs de pression. Le capteur de référence se situe à $x/c=32\%$ et correspond au capteur situé sur le choc de cette section. Les déphasages observés sont presque nuls entre le capteur de référence et les capteurs étudiés sur la plage de fréquence considérée (nombre de Strouhal allant de 0 à 0,6). Les capteurs dans cette région semblent donc être en phase sur toute cette région du choc, ce qui en soit est tout à fait logique dans la mesure où les capteurs sont très proches les uns des autres.

En ce qui concerne les déphasages en envergure dans la région du choc, la figure 3.44 montre en rouge les déphasages obtenus entre les capteurs situés dans la zone du choc pour trois sections différentes ($y/b=46\%$, $y/b=60\%$ et $y/b=73\%$). Le capteur de référence a été choisi à $y/b=73\%$ correspondant au capteur situé sur le choc de la section externe. On observe sur cette figure que les déphasages entre les capteurs de chaque section ne suivent pas une tendance bien définie, les valeurs prises entre le capteur de référence et les capteurs étudiés fluctuent de manière assez arbitraires. Aucune information ne peut donc être tirée de cette étude du fait que les sections étudiées sont trop distantes les unes des autres, ne permettant pas de comprendre l'évolution des instationnarités en

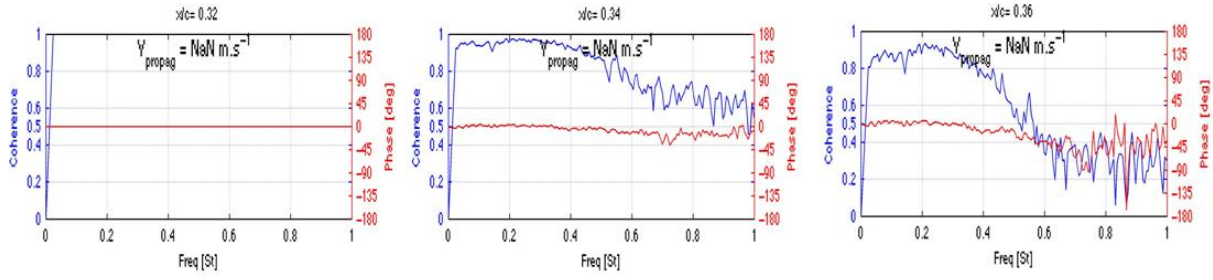


FIG. 3.43: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la zone du choc et dans la direction de la corde pour un cas de tremblement extrados voilure

envergure.

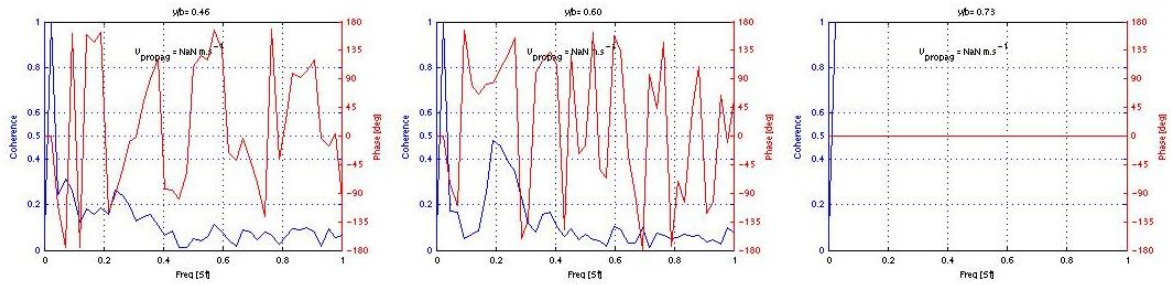


FIG. 3.44: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la zone du choc et dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement extrados voilure

En ce qui concerne la zone décollée, le calcul du déphasage en corde et en envergure est moins contraignant que celui réalisé dans la zone du choc du fait que la zone décollée est globalement bien mieux instrumentée que celle du choc. Des informations intéressantes sur la propagation des instationnarités peuvent donc être obtenues suivant la corde et l'envergure.

La figure 3.45 présente en rouge les déphasages entre différents couples de capteurs d'une même section en corde calculés de proche en proche pour un cas de tremblement fort. En bleu sont tracées les cohérences pour ces mêmes couples de capteurs. La figure se lit de gauche à droite et de haut vers le bas. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence, l'axe des ordonnées en bleu les valeurs des cohérences et l'axe des ordonnées en rouge les valeurs de déphasages.

Cette figure montre que pour des capteurs situés dans une zone proche du bord de fuite, des déphasages linéaires avec une pente négative peuvent être observés traduisant ainsi la présence d'une propagation d'instationnarités dans le sens de l'écoulement. En revanche, les couples de capteurs situés dans une zone proche du choc ne montrent pas tout à fait la même tendance. En effet, l'étude des phases entre les capteurs de pression instationnaire montre qu'il existe une inversion de pente de phase pour certains couples de capteurs voire même la présence de pentes de signes opposés, rendant ainsi difficile la définition d'une direction de propagation et d'une vitesse de propagation le long de la corde. Le déphasage des capteurs à $x/c=40\%$ et $x/c=36\%$ montre que pour des nombres de Strouhal inférieurs à 0,5 la pente est négative alors que pour des nombres de Strouhal supérieurs à cette valeur, la pente est nulle voire positive. Une autre étude réalisée sur un cas présentant un faible tremblement avait aussi montré la présence d'une inversion de pente plus marquée suivant le couple de capteur étudié. Cette dernière étude montrait d'ailleurs que les instationnarités se propageaient vers l'aval (en direction du bord de fuite) lorsque l'écoulement était décollé et vers l'amont

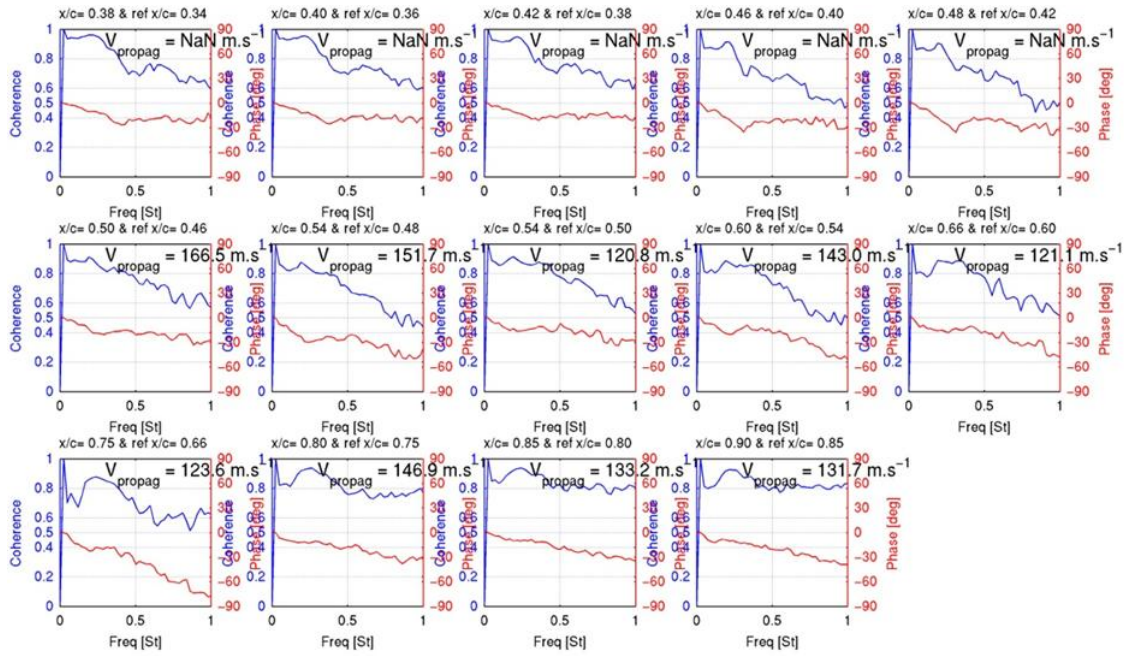


FIG. 3.45: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la direction de la corde pour un cas de tremblement extradoss voilure

(en direction du choc) lorsque celui-ci était non décollé. Il est important de noter que cette inversion de pente a été remarquée sur toutes les sections des points d'essais présentant une zone non décollée et une zone décollée. Un phénomène similaire avait aussi été observé par Lee (Lee et Tang, 1989) pour des cas d'écoulements 2D sur un profil supercritique. En effet, Lee avait remarqué que les phases pouvaient changer de pente suivant la nature de l'écoulement. Ainsi, en absence de décollement, l'information semblait remonter vers le bord d'attaque alors qu'en présence de décollement l'information pouvait descendre vers le bord de fuite. La pente de la phase ne semblait donc pas uniquement dépendre de la distance entre les capteurs mais aussi de la fréquence des instationnarités et du décollement. Lee avait aussi remarqué pour certains cas de tremblement 2D que les déphasages entre deux capteurs pouvaient présenter des nonlinéarités le long de la corde avec la présence de plateaux de phase entre les capteurs proches du choc. Aucune explication n'avait pu être fournie pour justifier ce phénomène. Ce phénomène a aussi été observé pour des cas de tremblement 3D.

Une explication de cette inversion de pente en 3D peut néanmoins se trouver grâce à la théorie de Lee. Pour rappel, la théorie de Lee suppose la présence de deux types d'instationnarités dans un écoulement à l'extrados voilure :

- L'instationnarité liée à la présence d'une onde acoustique se propageant du bord de fuite vers le bord d'attaque.
- L'instationnarité liée à la présence du choc se propageant vers le bord de fuite.

Lorsque l'écoulement n'est pas décollé, seule l'onde acoustique est source d'instationnarités dans l'écoulement, influençant les mesures des capteurs de pression instationnaire et donc leurs déphasages. Ces capteurs ne voient donc que la présence d'instationnarités se propageant vers le bord d'attaque. Lorsque l'écoulement est décollé, la direction de propagation des instationnarités est contraire tout simplement parce que l'énergie présente au niveau de la zone en amont du choc, déjà excitée par les instationnarités du choc, serait suffisamment significative pour masquer l'effet lié à la propagation de l'onde acoustique. Les capteurs de pression instationnaire semblent donc inca-

pables de détecter l'énergie propre à l'onde acoustique et ne voient donc que les instationnarités du décollement et du choc se dirigeant vers l'aval. Une synthèse concernant la propagation des instationnarités à l'intérieur d'une couche limite décollée sur une section donnée est réalisée sur la figure 3.46.

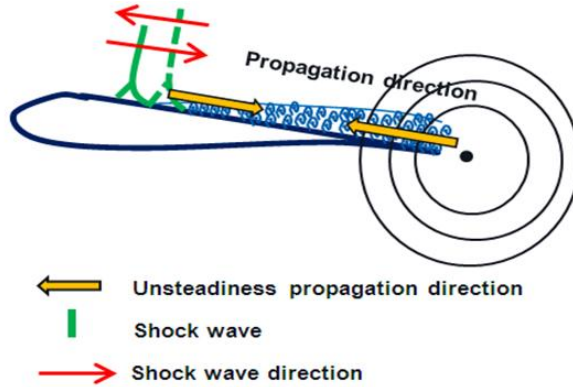


FIG. 3.46: Directions de propagation des instationnarités sur une section de l'extrados d'une aile

Afin de justifier l'hypothèse avancée dans le paragraphe précédent, une étude a été réalisée sur deux signaux se propageant à partir de deux points distincts en directions opposées. Le déphasage a par la suite été calculé entre ces deux points afin de regarder l'impact de l'amplitude et de la fréquence caractéristique de ces signaux sur le déphasage du signal global (signal contenant les deux signaux initiaux) capté par ces points de référence. La figure 3.47 présente ainsi trois graphes contenant chacune trois courbes. Le premier graphe, en haut, est un graphe de PSD dans lequel est tracée en rouge la PSD d'un signal dit « haute fréquence », en vert la PSD d'un signal dit « basse fréquence » et en bleu la PSD du signal contenant les deux signaux précédents. Le second graphe contient les cohérences calculés à partir des points de référence pour chacun de ces signaux et le troisième graphe contient les déphasages pour le même couple de points calculés à partir des mêmes signaux. Cette étude réalisée à partir de signaux basse et haute fréquence a été effectuée de manière à se rapprocher le plus de la physique du tremblement extrados voilure. Ceci peut d'ailleurs bien s'observer sur le graphe des PSD dans lequel on peut voir la présence d'une bosse plutôt localisée basse fréquence (courbe verte), représentatif de ce qui se passe au niveau du choc et d'un signal large bande (courbe rouge), représentative de l'onde acoustique issue du bord de fuite et se propageant vers l'amont. Pour rappel, il a été mentionnée précédemment que les instationnarités liées au choc étaient des instationnarités plutôt basse fréquence (Roos et Riddle, 1977) alors que celles liées à l'onde acoustique étaient plutôt large bande avec un contenu plus important à des fréquences élevées (Brooks *et al.*, 1989). En ce qui concerne le graphe des cohérences, une courbe similaire à ce qui a été vu à l'extrados voilure en condition de tremblement dans la zone décollée peut être observée (courbe bleue), avec notamment la présence d'une bosse présente en basse fréquence. En terme de déphasage il peut être observé que la courbe bleue du troisième graphe, correspondant au déphasage entre les deux points contenant les signaux basses et hautes fréquences, subit une inversion de pente. Cette inversion de pente, due à la propagation des signaux basses et hautes fréquences en directions opposées montre que la phase globale du signal peut être fortement affectée lorsque divers signaux se superposent et que ces signaux ne se propagent pas nécessairement dans la même direction. Lorsqu'on regarde sur ce même graphe les courbes verte ou rouge, on voit bien que le déphasage entre ces deux points pour chacun de ces signaux est bien défini, avec une pente linéairement dépendante de la fréquence à $\pm 2\pi$ près. Cette étude permet ainsi d'apporter un argument supplémentaire sur l'existence d'une boucle aéroacoustique sur l'extrados voilure et permet donc de justifier aussi les différences observées entre les capteurs de l'extrados voilure et ceux étudiés précédemment sur l'HTP, l'intrados voilure ou l'APF.

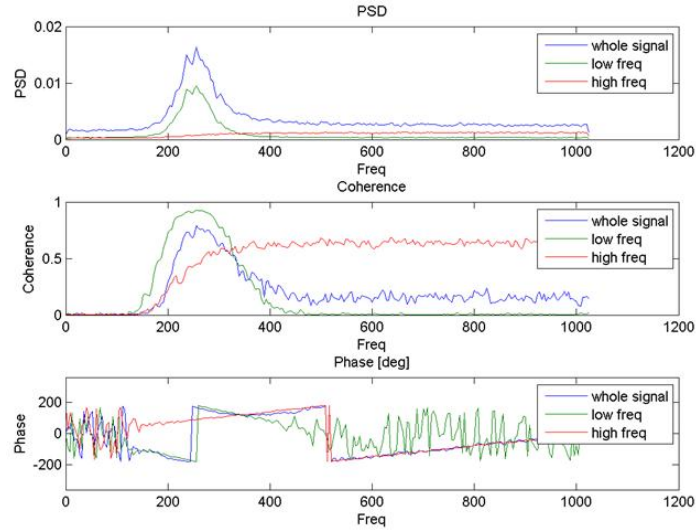


FIG. 3.47: Calcul du déphasage entre deux signaux se propageant en direction opposée

L'étude des déphasages en envergure a aussi montré l'existence d'une propagation transverse des instationnarités. En effet, la figure 3.48 montre en rouge les déphasages calculés à partir des capteurs de pression installés à iso x/c le long de l'envergure. Sur cette figure, le capteur de référence choisi a été le capteur situé sur la région la plus externe de l'aile, dans la zone décollée car c'est la zone où apparaissent les plus fortes instationnarités. La figure se lit de droite à gauche et de bas en haut. Sur cette figure on peut voir l'existence d'une propagation des instationnarités en direction de la zone externe de la voilure. En effet, les pentes de déphasage étant positives, le capteur externe semble être le capteur recevant l'information provenant des sections internes. Les instationnarités se propagent donc des sections internes vers les sections externes. Cependant, cette observation se faisant à iso x/c il est possible que ce constat ne soit qu'une conséquence d'un problème de projection entre les vitesses de convections des capteurs étudiés. Pour cela une étude à iso x est nécessaire afin de pouvoir bien établir la nature transverse de l'écoulement.

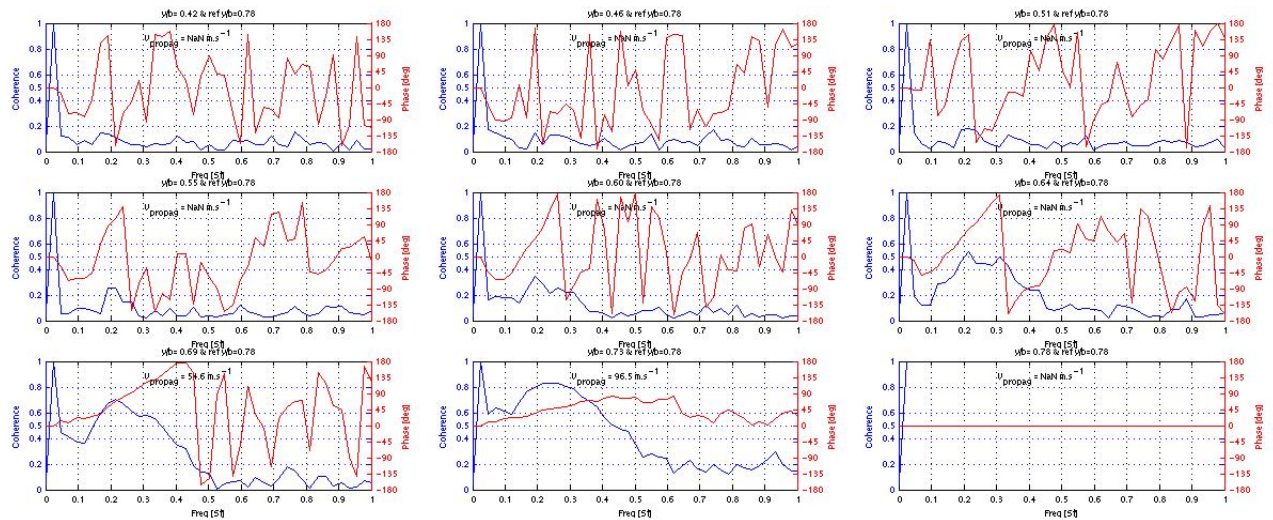


FIG. 3.48: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs situés le long de l'axe transverse pour un cas de tremblement extradados voilure

Sur la figure 3.49, une étude a été réalisée en utilisant comme capteur de référence, le capteur situé à $y/b=78\%$ et à $x=0,71m$. Celui-ci a été comparé à des capteurs situés à $y/b=73\%$ avec un x variant entre $0,65m$ et $0,74m$. L'objectif de cette étude étant de regarder pour deux sections proches en envergure les déphasages entre les capteurs. La pente des déphasages observés sur cette figure confirme bien ce qui a été vu sur la figure précédente. Ainsi on a bien l'existence d'une propagation d'instationnarités en envergure avec la présence d'une pente positive. Ce résultat a été confirmé pour tous les points d'essai étudiés de la campagne CAT3D. De même, il a été observé à l'issue de l'étude de plusieurs points d'essais que la composante transverse des vitesses de propagation pour les cas où cette grandeur peut être calculée est égale à $0,4V_\infty$. Cette valeur pourra ainsi être utilisée lors de la modélisation des vitesses de propagation suivant l'envergure de la voilure.

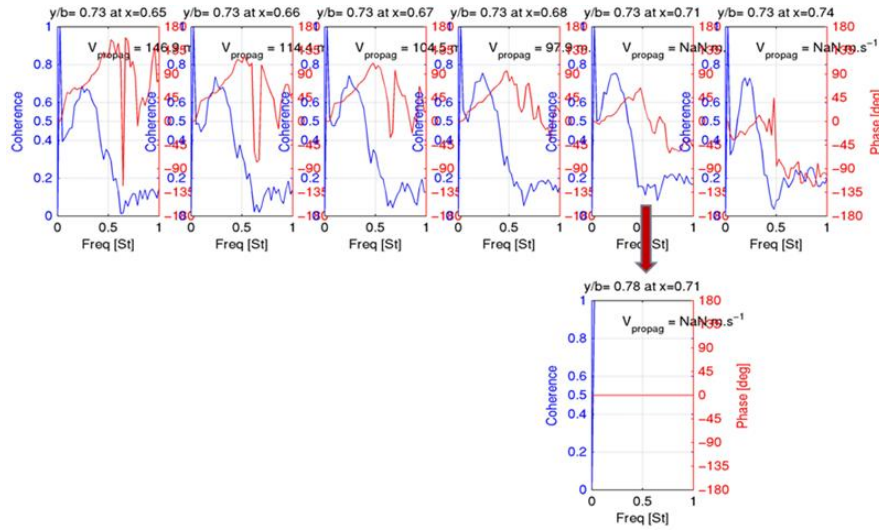


FIG. 3.49: Cohérence (en bleu) et déphasage (en rouge) entre différents couples de capteurs dans la zone du décollement et dans la direction de l'envergure pour un cas de tremblement extradós voilure

En conclusion de cette étude sur les déphasages nous pouvons dire qu'à l'intérieur de la zone du choc, il est très difficile de réellement tirer des informations sur la propagation des instationnarités dans la mesure où il s'agit d'une région très fine et pas nécessairement bien instrumentée en envergure. Toujours est-il, l'étude de cette région aura permis de tirer les premières esquisses pour une modélisation des phases entre les capteurs de pression instationnaire. En ce qui concerne la zone aval au choc, il a été observé que la direction de propagation des instationnarités fluctuait suivant la nature de l'écoulement. Ainsi lorsque l'écoulement n'est pas décollé les instationnarités semblent se propager vers l'amont et lorsque l'écoulement est décollé les instationnarités semblent se diriger vers l'aval. De même, une étude en envergure a permis de détecter l'existence de propagations transverses d'instationnarités de l'intérieur vers l'extérieur de l'aile.

Deuxième partie

ETAT DE L'ART SUR LA PRÉVISION DU
TREMBLEMENT

Chapitre 4

Etude du tremblement à partir de méthodes empiriques

Les méthodes développées pour la caractérisation de ces instationnarités sont diverses. Parmi ces méthodes se trouvent d'une part :

- Les méthodes purement empiriques, qui se basent sur les données mesurées lors d'essais en soufflerie. Ces méthodes font principalement appel à des coefficients globaux pour déterminer la limite d'apparition du tremblement. Ces méthodes, bien qu'efficaces, présentent néanmoins quelques désavantages du fait qu'elles ont un domaine d'application relativement restreint et qu'elles engendrent des coûts non négligeables, i.e. coûts liés à l'instrumentation, à la fabrication de la maquette, aux ressources informatiques nécessaires pour l'acquisition des données etc...
- Les méthodes « semi-empiriques », qui présentent l'avantage d'être moins coûteuses et d'avoir un domaine d'application bien plus large. Il reste néanmoins très difficile de développer une méthode semi-empirique permettant de détecter les instabilités dans un écoulement, plus particulièrement pour un cas 3D, car très peu d'études (expérimentales et numériques) ont été réalisées, limitant ainsi les possibilités de modélisation. Nous présenterons dans cette partie une synthèse des différentes méthodes existantes de nos jours permettant la caractérisation des instationnarités présentes sur la partie extrados de la voilure.

4.1 Méthodes basées sur des mesures stationnaires

Dans cette partie, nous allons tout d'abord nous concentrer sur les méthodes basées sur des données expérimentales. Ces méthodes font principalement appel à des coefficients globaux dont la nature peut être stationnaire ou instationnaire.

4.1.1 Méthode des cassures

Il existe principalement quatre coefficients globaux stationnaires permettant de détecter via cette méthode les non-linéarités dans un écoulement autour d'une aile :

- Coefficient de portance
- Coefficient de tangage
- Coefficient de roulis
- Coefficient d'effort axial

Cette méthode développée par Pearcey (Pearcey, 1958; Pearcey et Holder, 1962) se base sur l'étude des courbes observées sur la figure 4.1. Ainsi selon Pearcey, la détection du début du tremblement et son évolution peuvent se déterminer à partir de la première cassure, qui marque l'apparition des non-linéarités. La deuxième cassure montre quant à elle la présence d'un tremblement modéré. Le début d'un tremblement fort est marqué par l'apparition d'une troisième cassure. La méthode des cassures peut aussi s'appliquer sur certains coefficients locaux tels que le coefficient de pression au niveau du bord de fuite. Pour ce coefficient c'est la divergence par rapport à la partie linéaire qui marque l'apparition d'instabilités.

La méthode de Pearcey permet aussi d'estimer les efforts liés au tremblement qui s'appliquent sur la voilure. Le ΔC_l obtenu entre la partie linéaire de la courbe et sa partie non linéaire (cf. figure 4.1, en bas à gauche) est considéré comme proportionnel aux efforts instationnaires aérodynamiques générés par le décollement. Ce dernier constat ne marche bien évidemment que pour le cas d'un décollement de bord de fuite. Pour un décollement de bord d'attaque cette hypothèse ne s'applique plus.

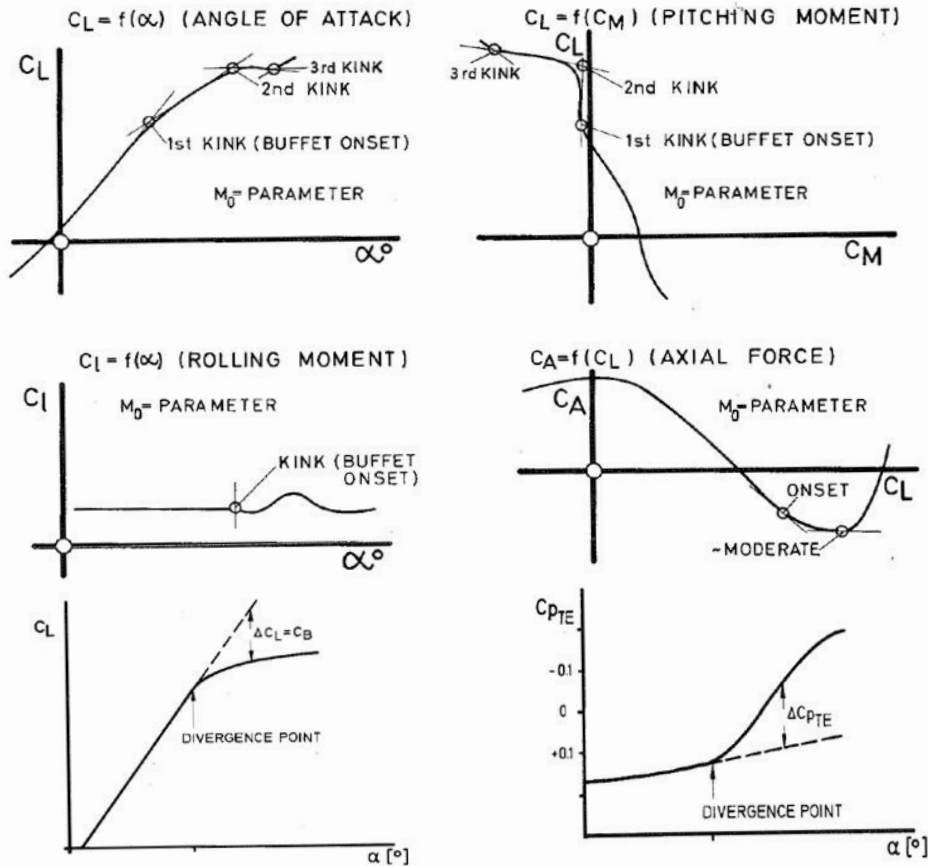


FIG. 4.1: Définition des cassures pour la modélisation du tremblement (John, 1974)

La méthode des cassures est une méthode un peu trop optimiste. En effet, les études de Ray et Taylor (Ray et Taylor, 1970) réalisées sur différents cas-tests ont montré l'existence d'une grande incertitude par rapport à l'apparition des non-linéarités dans un écoulement. Cette incertitude a d'ailleurs été associée à l'incapacité de cette méthode à détecter les compensations en portance apparaissant sur certaines parties de l'aile.

4.1.2 Méthode basée sur les accélérations

La méthode basée sur les accélérations est une méthode qui a été développée par Bore (Bore, 1962). Dans cette méthode, Bore se base sur les courbes de $C_z(\alpha)$ pour détecter le début des non-linéarités. Il s'intéresse ainsi à la mesure de l'accélération subie par l'aile via un coefficient B dont la formule est présentée ci-dessous :

$$B = KC_B \frac{qS}{W} \quad (4.1)$$

Dans cette formule, $C_B = \Delta C_z$, W est le poids de l'avion, S l'aire de l'aile, q la pression dynamique et K une constante de proportionnalité, dont la valeur est égale à 1 pour les cas étudiés par Bore. Les critères de tremblement tirés de cette formule ont été les suivants :

Valeur de B	Avion
$B = 0g$	Apparition de non-linéarités
$B = \pm 0,2g$	Tremblement léger
$B = \pm 0,6g$	Tremblement modéré
$B = \pm 1,0g$	Tremblement fort

TAB. 4.1: Critère d'accélération défini par Bore (Bore, 1962)

La méthode de Bore ne prend pas en compte les effets de la structure (amortissement ou élasticité) dans son modèle. Le calcul du coefficient B se fait sur la base d'une structure rigide. Il est néanmoins possible de prendre en compte les effets aéroélastiques en modifiant la valeur de la constante K .

4.1.3 Méthode basée sur la divergence de la pression au bord de fuite

Une première version de cette méthode a été développée par Husk et a par la suite été reprise par Bore (Bore, 1972). Bore a ainsi permis de généraliser avec sa méthode le calcul du coefficient de tremblement C_B dont l'expression est la suivante :

$$C_B = \int_0^1 \Delta C_{P,TE} \frac{c}{\bar{c}} d\eta \quad (4.2)$$

, où $\Delta C_{P,TE}$ est le coefficient de pression sur le bord de fuite, c la corde du profil, \bar{c} la corde aérodynamique moyenne et η la position adimensionnée en envergure.

Cette méthode utilise, après calcul du coefficient C_B , la formule de la relation (4.1) l'intensité de tremblement B . On quantifie ainsi le niveau de tremblement par les mêmes valeurs seuils de B définies par Bore (cf. tableau 4.1).

4.2 Méthodes basées sur des mesures instationnaires

4.2.1 Méthode basée sur les charges instationnaires

Plusieurs méthodes basées sur l'analyse des charges instationnaires ont été utilisées pour prévoir le tremblement. Une des méthodes existantes est celle de Monnerie (Monnerie et Charpin, 1973) dans laquelle le tremblement est déterminé moyennant l'étude de la courbe $q(\alpha)$, où q représente les charges surfaciques et α l'angle d'incidence. Une autre méthode visant à mesurer les vibrations au niveau du siège pilote est aussi utilisée actuellement. Ainsi lorsque l'amplitude de vibration dépasse la valeur de 0,2g, on dit qu'il y a apparition de tremblement (cf. figure 4.2).

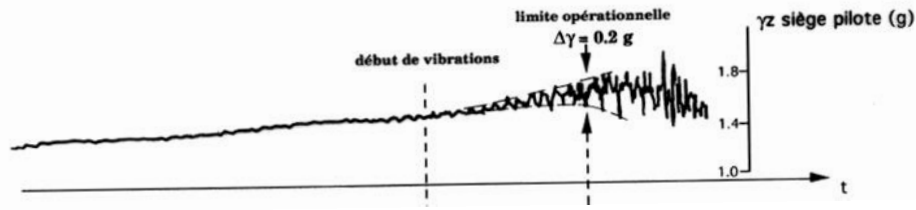


FIG. 4.2: Détection du tremblement via la vibration de siège pilote

4.2.2 Méthode basée sur le coefficient de tremblement

Cette méthode, proposée par Mabey (Mabey, 1971, 1988), se base sur des mesures de charges de flexion instationnaire réalisées au niveau de l'emplanture de l'aile. Mabey définit ainsi son coefficient C_B par :

$$C_B(\alpha) = \frac{|\sigma^2|}{q} \quad (4.3)$$

, avec σ la charge instationnaire à l'emplanture de l'aile et q la pression dynamique. Mabey définit aussi une constante notée C_{B0} utilisée pour la calibration des données. Cette constante est reliée aux instationnarités de la soufflerie via l'expression :

$$C_{B0} = C_B(\alpha = 0^\circ) = K \sqrt{nF(n)} \quad (4.4)$$

, avec $nF(n)$ définie comme la force excitatrice et K une fonction de transfert représentant le comportement dynamique de la structure de l'aile pour le mode fondamental. K varie ainsi en fonction du modèle, de la masse, de la rigidité et de l'amortissement de la structure. Mabey suppose que la valeur de K est indépendante du nombre de Mach. La mesure de la charge instationnaire de flexion est réalisée via le coefficient C'_B (cf. figure 4.3) :

$$C'_B(\alpha) = \frac{1}{K} C_B(\alpha) \text{ et } C'_{B0} = C'_B(\alpha = 0^\circ) = \frac{1}{K} C_{B0} = \sqrt{nF(n)} \quad (4.5)$$

Ainsi, à partir de cette expression, il devient plus simple de relier le coefficient $C''_B = 0$ à l'apparition du décollement via l'expression :

$$C''_B(\alpha) = \sqrt{C'_B(\alpha)^2 - nF(n)} \quad (4.6)$$

La validité de cette méthode a été corroborée à partir d'un certain nombre de tests effectués sur divers modèles d'avions. Les résultats obtenus sont présentés sur le tableau suivant :

Avion de combat		Avion de transport	
$C''_B = 0$	Apparition de non-linéarités	$C''_B = 0$	Apparition de non-linéarités
$C''_B = 0,004$	Tremblement léger	$C''_B = 0,006$	Pénétration maximale dans
$C''_B = 0,008$	Tremblement modéré		la zone de tremblement
$C''_B = 0,016$	Tremblement fort		

TAB. 4.2: Critère de tremblement pour un avion de combat (à gauche) et un avion de transport (à droite) (Bore, 1962)

De faibles différences ont été constatées entre les résultats donnés par le modèle de Mabey et les essais en vol. Ceci n'est toutefois pas le cas pour des nombres de Mach supérieurs à 0,8. En effet, les résultats se sont avérés moins probants pour des nombres de Mach élevés. Aucune explication

n'a été fournie par Mabey.

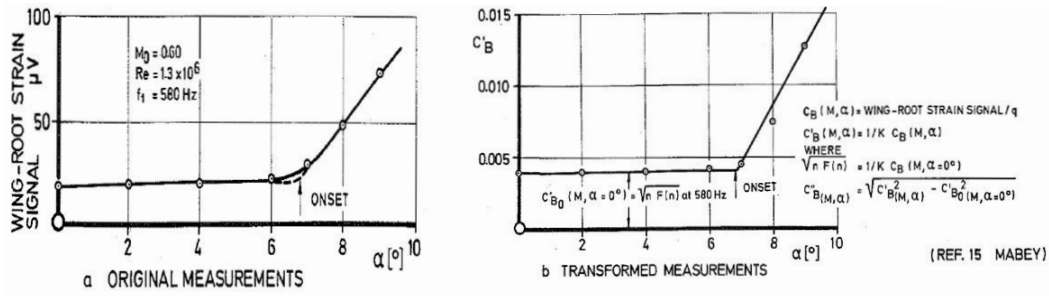


FIG. 4.3: Définition des coefficients de tremblement (Mabey, 1971)

Dans le même ordre d'idée, un autre coefficient visant à déterminer l'apparition d'instationnarités a été proposé par Lee (Lee et Tang, 1989). Ce coefficient, noté C_N , permet de calculer les fluctuations des efforts normaux. L'avantage principal est qu'il permet d'estimer le début d'instationnarité de manière un peu plus précise que le coefficient C_B et moins gênante (pas de capteur de pression instationnaire sur la partie aval du profil).

Une autre méthode basée sur ce coefficient C_B est celle définie par Redeker et Proksch (Redeker et Proksch, 1976) qui ont principalement cherché à prévoir le tremblement léger pour une aile tridimensionnelle via un coefficient de tremblement noté C_{Bi} :

$$C_{Bi} = \int_{\eta_r}^1 \frac{C_s}{\bar{c}} (\eta - \eta_r) d\eta \quad (4.7)$$

, avec \bar{c} la corde aérodynamique moyenne, C_s la longueur du décollement en corde, η_r la position relative de l'emplanture et η la position de la surface décollée. Il a ainsi été constaté que lorsque le coefficient C_{Bi} est égal à 0,1, la structure entre en tremblement léger.

L'étude de ce coefficient a été par la suite reprise par Ho et Chow (Ho et Chow, 2000). Ils ont constaté, pour un profil en présence d'un volet, que le résultat donné par le modèle de Redeker n'est pas tout à fait exact du fait que ce modèle ne prend pas en compte l'étendue 3D du décollement. Ils définissent ainsi dans leur étude un nouveau coefficient C'_{Bi} , prenant en compte le volume du bulbe de décollement :

$$C'_{Bi} = \frac{0,2C_v}{c_0 + c_1 Ma} \quad \text{avec} \quad C_v = \int_{\eta_r}^1 \frac{C_a}{\bar{c}^2} (\eta - \eta_r) d\eta \quad (4.8)$$

avec c_0 et c_1 deux coefficients pour intégrer l'influence du nombre de Mach et C_v le coefficient de tremblement de Proksch qui prend en compte la surface du décollement C_a sur une section de l'aile (cette surface prend en compte la taille du décollement suivant la direction verticale). Cette nouvelle méthode s'est avérée plus exacte pour l'étude du comportement des ailes avec un fort décollement.

4.2.3 Méthodes basées sur les pressions instationnaires

Cette partie présente le processus complet de modélisation du tremblement basé sur des données de pression instationnaire.

4.2.3.1 Processus de modélisation du tremblement sur avion

La modélisation du tremblement dans cette partie se base sur des méthodes semi-empiriques visant à prévoir la réponse dynamique de la structure avion pendant le vol. La figure 4.4 présente un schéma de la méthodologie utilisée pour la prévision du tremblement.

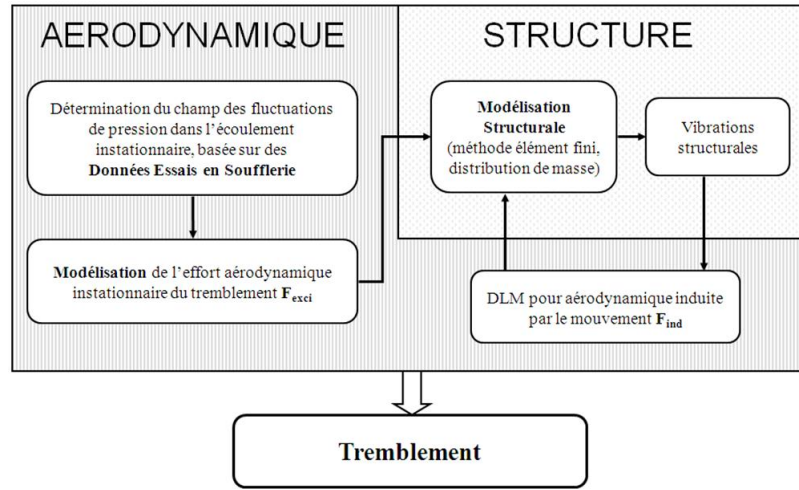


FIG. 4.4: Schéma de la méthode de prévision des charges du tremblement sur un avion en vol (Havas, 2010)

Deux phénomènes sont pris en compte dans la modélisation du tremblement : les charges aérodynamiques instationnaires générées par l'instabilité de l'écoulement naturel (décollement de l'écoulement, vibration de l'onde de choc etc...) et les charges aérodynamiques créées par le mouvement de la structure elle-même. Pour permettre la création d'un modèle, deux hypothèses simplificatrices sont nécessaires :

- Les forces aérodynamiques induites par le mouvement de la structure ne sont pas affectées par la présence du décollement.
- L'excitation aérodynamique initiale (décollement de l'écoulement, onde de choc, etc...) n'est pas affectée par les mouvements de la structure.

Ces hypothèses peuvent se résumer dans l'équation d'aéroélasticité suivante, si l'on se limite aux déplacements verticaux :

$$[M]\ddot{z} + [C]\dot{z} + [K]z = F_{aeroinduite}(z, \dot{z}) + F_{exc}(t) \quad (4.9)$$

où $[M]$ est la matrice de masse, $[C]$ la matrice d'amortissement, $[K]$ la matrice de rigidité, $F_{aeroinduite}$ le terme de couplage fluide/structure et F_{exc} les charges instationnaires créées par l'aérodynamique naturelle de l'écoulement.

En faisant passer le terme de $F_{aeroinduite}(z, \dot{z})$ de l'autre côté de l'équation on arrive à l'équation d'aéroélasticité suivante :

$$[M]\ddot{z} + [C']\dot{z} + [K']z = F_{exc}(t) \quad (4.10)$$

où $[C']$ et $[K']$ représentent les variables structurales du vent contenant le terme $F_{aeroinduite}(z, \dot{z})$. Dans la méthode de prévision du tremblement, $F_{exc}(t)$ est calculée à l'aide d'un processus de modélisation semi-empirique et est utilisée comme paramètre d'entrée pour prévoir les efforts présents

sur la structure de l'avion réel. La modélisation semi-empirique de $F_{exci}(t)$ est principalement basée sur les campagnes d'essais en soufflerie. Ces efforts sont ensuite transposés à l'échelle de l'avion en vol via la méthodologie d'Owen (Owen, 1958) avant d'être utilisés pour des calculs structures (voir section 1.2.6).

En ce qui concerne la modélisation de la structure, celle-ci est décrite de manière succincte afin de donner au lecteur un aperçu global de la méthodologie utilisée. Pour plus de détail concernant les différentes méthodologies existantes, se référer aux travaux de Soumillon (Soumillon, 2002) où une description exhaustive des différentes méthodes a été réalisée.

La modélisation de la structure passe avant tout par la prise en compte de l'interaction de la structure avec le vent. Ainsi, pour prendre en compte ce couplage existant entre le fluide et la structure, un modèle d'état est utilisé. Les étapes décrites par la suite permettent ainsi de comprendre la manière dont le modèle d'état est défini.

Afin de déterminer les matrices $[C']$ et $[K']$, une linéarisation de l'effort induit en fonction des déformations et des vitesses de déformation de la structure est nécessaire. Celle-ci est obtenue en travaillant dans la base modale de la structure et en passant l'équation (4.9) dans le domaine de Laplace :

$$[\mu]p^2q(p) + [\beta]pq(p) + [\gamma]q(p) = [\Phi]^T F_{aeroinduite}(p, p^2) + [\Phi]^T F_{exci}(p) \quad (4.11)$$

avec

$$q(p) = \int_0^\infty [\Phi]z(t)e^{-pt} dt \quad [\mu] = [\Phi]^T [M] [\Phi] \quad [\beta] = [\Phi]^T [C] [\Phi] \quad [\gamma] = [\Phi]^T [K] [\Phi] \quad (4.12)$$

et p la variable de Laplace, $[\Phi]$ la matrice des vecteurs propres de la structure au sol et $[\mu]$, $[\beta]$ et $[\gamma]$ respectivement les matrices de masse, amortissement et raideur généralisées exprimées dans la base modale.

Cette approche permet aussi d'écrire le terme $F_{aeroinduite}$ sous la forme suivante :

$$F_{aeroinduite} = \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 FAG([M], \frac{P}{V_\infty}) q(p) \quad (4.13)$$

, avec $FAG([M], \frac{P}{V_\infty})$ la matrice des forces aérodynamiques généralisées, ρ la masse volumique et V_∞ la vitesse infini amont.

Deux hypothèses sont réalisées à partir de l'expression de la matrice FAG afin de pouvoir résoudre le problème :

- Seul le premier harmonique est conservé, i.e. on se limite à la fréquence principale du mouvement de la structure
- La matrice est linéarisée en fréquence au premier ordre.

Ceci permet de mettre la matrice des FAG sous la forme de $A_0 + A_1 j\omega$ et d'obtenir l'équation suivante :

$$[\mu]p^2q(p) + ([\beta] + \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 A_1) pq(p) + ([\gamma] + \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 A_0) q(p) = [\Phi]^T F_{exci}(p) \quad (4.14)$$

, avec A_0 et A_1 deux constantes dépendantes des pulsations caractéristiques de la structure autour de laquelle on souhaite obtenir le comportement aéroélastique de l'avion.

En prenant en compte ces deux approximations et en repassant dans le domaine temporel, on arrive à déterminer les matrices $[C']$ et $[K']$. L'équation (4.14) est alors mise sous forme de modèle d'état de la structure représenté par des matrices dépendantes des matrices $[M]$, $[C]$, $[K]$, A_0 , A_1 (ou de $[M]$, $[C']$ et $[K']$). Le comportement de la structure sans vent est ainsi corrigé en prenant en compte le couplage existant entre l'aérodynamique et la structure.

L'analyse réalisée dans le paragraphe qui va suivre porte essentiellement sur une approche de modélisation mise au point pour modéliser la contribution purement aérodynamique sur la structure. Aucun couplage structural n'a été décrit dans cette partie.

4.2.3.2 Modélisation sur l'intrados voilure et sur l'empennage horizontal

La méthode basée sur des fonctions de corrélation a été développée par Soumillon (Soumillon, 2002) dans le but de modéliser les efforts aérodynamiques instationnaires présents dans un décollement à l'intrados voilure d'un quadrimoteur. Cette méthode a pour objectif de créer, à partir d'une grille de capteurs de pression instationnaire existante, des données de pression via l'utilisation d'un modèle mathématique afin de pallier le manque d'informations lié au faible nombre de capteurs utilisés lors des campagnes d'essais en soufflerie. Le modèle cherche à utiliser des fonctions mathématiques de types fonction de corrélation pour raffiner la grille de capteurs présents et pour prévoir les efforts aérodynamiques instationnaires sur l'intrados de la voilure.

Ce modèle dit de « corrélation » a aussi été utilisé et adapté par Havas (Havas, 2010) au tremblement de l'empennage horizontal via la définition de fonctions de corrélation modifiées. Havas a ainsi cherché à définir non seulement un nouvel adimensionnement spatial mais aussi à trouver des coefficients empiriques plus adaptés permettant de mieux prévoir la valeur de l'effort aérodynamique présent sur cette partie de l'avion.

La modélisation via les fonctions de corrélations se fait en plusieurs étapes. La figure 4.5 décrit de manière schématique les différentes étapes intervenant dans ce modèle. Ces parties seront présentées par la suite.

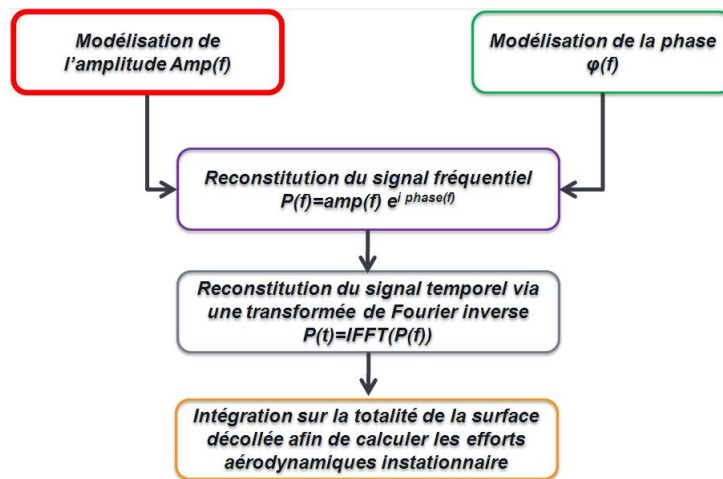


FIG. 4.5: Description du modèle de corrélation développé par Soumillon

Modélisation de l'amplitude

Les amplitudes spectrales de pression sont tout d'abord interpolées à partir des données expérimentales. Pour ce faire, les capteurs de pression instationnaire de la grille initiale sont dans un premier utilisés (points noirs dans la Figure 4.6 (a) pour appliquer la méthode d'interpolation/extrapolation développée par Soumillon. Cette méthode, basée sur le calcul de rapport d'amplitudes de capteurs existants, permet ainsi d'obtenir des capteurs supplémentaires présentés sur la figure 4.6 (b) sous forme de point gris. Les autres sections présentes sur la figure 4.6 (c) s'obtiennent à partir de diverses interpolations linéaires en corde et en envergure. Cette méthode de modélisation des amplitudes permet ainsi de raffiner dans un premier ordre la grille expérimentale telle que l'on peut le voir sur la figure 4.6 (c). En dehors de cette grille expérimentale, on considère que l'évolution des amplitudes est constante.

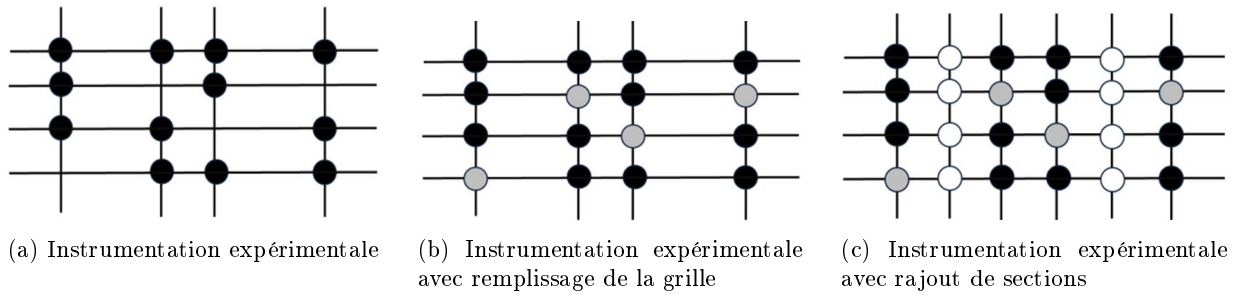


FIG. 4.6: Étapes pour l'interpolation de l'amplitude

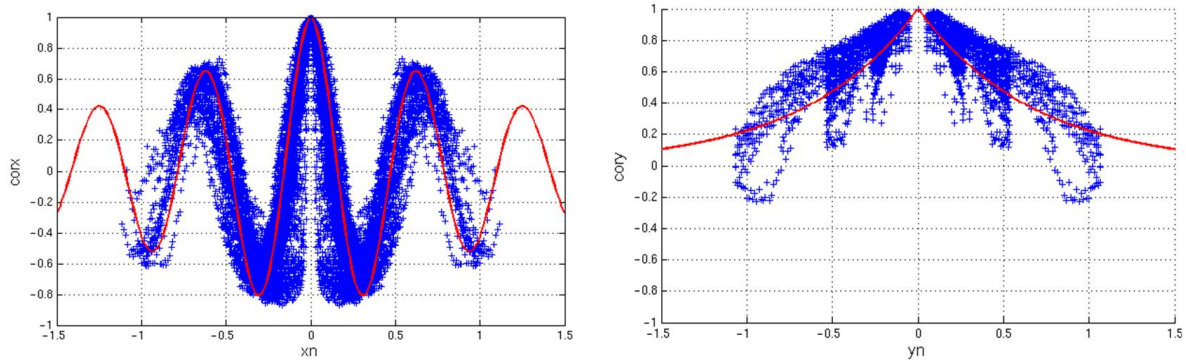
Il est important de noter que la méthode de modélisation des amplitudes décrite dans ce paragraphe est la même pour le tremblement intrados voilure et pour le tremblement HTP.

Modélisation de la phase

La modélisation de la phase est l'un des autres aspects importants à prendre en compte dans la mesure où elle permet de relier les différents signaux modélisés entre eux. En effet, même si les signaux sont supposés aléatoires, les pressions mesurées ne sont pas indépendantes les unes des autres ; elles suivent un schéma bien défini qui doit être pris en compte dans le modèle. Soumillon a ainsi utilisé lors de l'étude du tremblement intrados voilure deux fonctions de corrélation pour pouvoir relier les différents signaux de pression, l'une définie pour la modélisation en corde et l'autre pour la modélisation en envergure. Il est à noter que ces fonctions de corrélation ont été déterminées à partir de l'analyse des différentes campagnes d'essais en soufflerie.

La figure 4.7 montre les deux fonctions de corrélations utilisées dans le modèle pour le cas du tremblement intrados voilure. À gauche se trouve la fonction de corrélation utilisée pour les capteurs situés le long de la corde et à droite se trouve la fonction de corrélation utilisée pour les capteurs situés le long de l'envergure. En rouge sont tracées les valeurs modélisées et en bleu les valeurs expérimentales. L'axe des ordonnées donne la valeur des corrélations et l'axe des abscisses représente la distance adimensionnée entre les capteurs.

La fonction de corrélation utilisée en corde est composée de deux fonctions, d'une part d'une fonction exponentielle décroissante prenant en compte l'atténuation des fluctuations avec la distance et d'autre part d'une fonction sinusoïdale modélisant les déphasages entre les différents signaux. Les corrélations le long de l'envergure ne prennent quant à elles en compte que l'atténuation des fluctuations avec la distance, d'où la forme exponentielle décroissante de cette fonction.



(a) Coefficient de corrélation le long de la corde. En rouge : modèle, en bleu : données expérimentales

(b) Coefficient de corrélation le long de l'envergure. En rouge : modèle, en bleu : données expérimentales

FIG. 4.7: Coefficient de corrélation de la méthode Soumillon pour un cas de tremblement intrados voilure (Havas, 2010)

Le modèle amélioré de Havas a aussi utilisé sur l'HTP deux fonctions de corrélation semblables à celle définies par Soumillon pour le calcul des déphasages entre les signaux modélisés à l'intérieur de la zone décollée. Ainsi un changement de variable et une modification des coefficients des fonctions de corrélation utilisées pour l'étude de l'intrados voilure ont été effectués pour définir ces nouvelles fonctions (pour plus de détail sur les fonctions mathématiques utilisées, se référer aux travaux de Havas (Havas, 2010)).

Estimation de l'effort

Ce paragraphe regroupe les trois dernières étapes présentées sur la figure 4.5. Les termes de déphasage définis à partir de ces fonctions de corrélation sont ainsi combinés aux amplitudes de pression modélisées pour finalement obtenir via une transformée de Fourier inverse les champs de pression instationnaire.

$$p_{exci}(t) = IFFT(Amp(f)e^{i\phi(f)}) \quad (4.15)$$

où $Amp(f)$ représente les amplitudes spectrales de pression, $IFFT$ la transformée de Fourier inverse et $\phi(f)$ la phase de pression. Ce champ de pression est ensuite adapté à l'échelle de l'avion réel puis intégré sur la zone décollée pour obtenir la valeur de l'effort global sur la structure (Owen, 1958). Comme la maquette en soufflerie est généralement rigide, il est supposé que les amplitudes spectrales et les corrélations obtenues à partir des essais en soufflerie sont représentatives des conditions aérodynamiques naturelles et peuvent donc être utilisées pour une étude d'un avion en vol. Les études de Soumillon et d'Havas ont par ailleurs montré qu'un nombre de douze signaux en corde et douze autres en envergure était suffisant pour atteindre la convergence numérique de l'effort aérodynamique sur la structure indépendamment de la taille du décollement et de l'instrumentation initiale.

Problèmes liés à cette modélisation

Le modèle développé par Soumillon puis amélioré par Havas s'est principalement basé sur l'étude des signaux temporels de différentes campagnes d'essais en soufflerie, sans la prise en compte de l'évolution fréquentielle de certains paramètres telle les déphasages ou les cohérences. Une étude sur l'empennage horizontal a tout de même été réalisée par Havas afin de vérifier que le modèle est bien capable de fournir de bons résultats dans le domaine fréquentiel.

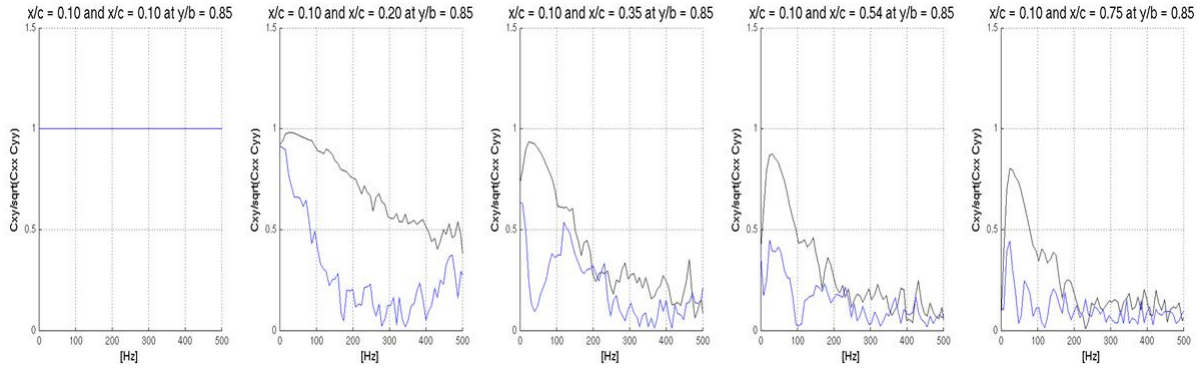


FIG. 4.8: Comparaison des cohérences entre le modèle de corrélation (courbe bleue) et les données expérimentales (courbe noire) le long de la corde (Havas, 2010)

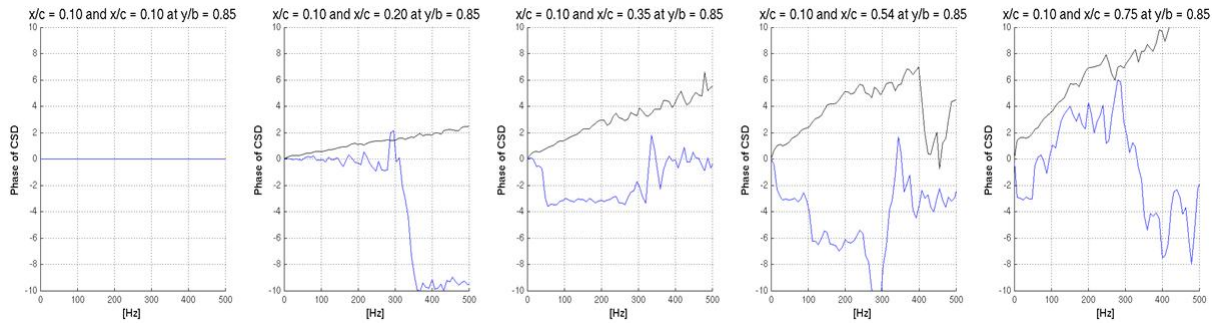


FIG. 4.9: Comparaison des phases entre le modèle de corrélation (courbe bleue) et les données expérimentales (courbe noire) le long de la corde (Havas, 2010)

La figure 4.8 présente ainsi les résultats obtenus pour les cohérences à partir du modèle basé sur les fonctions de corrélation. Ces résultats s'appuient sur les données de la campagne HTP n°1. Les cohérences entre des capteurs situés le long de l'axe longitudinal sont comparées sur cette figure. Le capteur de référence est pris à $x/c=10\%$ et est comparé aux autres capteurs situés sur la même section en corde. En bleu se trouve le modèle de corrélation et en noir les valeurs expérimentales. L'axe des abscisses donne la valeur des fréquences et l'axe des ordonnées donne la valeur des cohérences.

Cette figure montre l'existence d'importantes différences entre ce qui est prévu par le modèle et ce qui est observé dans les données expérimentales. Les cohérences issues du modèle de Soumillon sous-estiment les cohérences réelles entre les capteurs de pression instationnaire. Les mêmes observations ont été réalisées sur l'étude des cohérences le long de l'envergure.

La figure 4.9 présente les résultats obtenus pour les déphasages à partir du modèle basée sur les fonctions de corrélation. Ces résultats sont basés sur les données de la campagne HTP n°1. Le capteur de référence est pris à $x/c=10\%$ et est comparé aux autres capteurs situés sur la même section en corde. En bleu se trouve le modèle de corrélation et en noir les valeurs expérimentales. L'axe des abscisses donne la valeur des fréquences et l'axe des ordonnées la valeur des déphasages.

D'importantes différences sont obtenues entre le modèle le long de l'axe longitudinal et les données expérimentales. En effet, les déphasages issus des données expérimentales suivent une tendance plutôt linéaire en fonction de la fréquence, ce qui n'est pas le cas du modèle qui semble fournir un déphasage plutôt aléatoire. Les mêmes constats ont été réalisés sur les déphasages suivant l'axe transverse.

Une autre étude sur la vitesse de propagation des instationnarités à l'intérieur du décollement a aussi montré l'existence d'un problème. Les résultats fournis par le modèle sont très différents des valeurs trouvées dans la littérature ou de celles calculées à partir des données expérimentales. En effet, la littérature donne comme valeurs de vitesse de propagation adimensionnée par la vitesse infini amont à l'intérieur d'un décollement, des valeurs comprises entre 0,4 et 0,7. Ce qui se confirme d'ailleurs avec l'analyse des données de la campagne HTP n°1 où la pente de déphasage nous permet de déterminer des valeurs de vitesse de propagation adimensionnée de l'ordre de 0,4 en moyenne le long de l'axe longitudinal. Or le modèle basé sur les fonctions de corrélation ne permet pas de calculer de manière fiable ces vitesses de propagation à partir des données de la figure 4.9, donnant ainsi l'impression qu'il n'existe aucune propagation entre les signaux pour ce modèle.

Le modèle basé sur les fonctions de corrélation ne semble donc pas être tout à fait capable de représenter la physique de l'écoulement pour des cas de tremblement HTP. D'où l'intérêt de développer, pour ce cas de tremblement, un modèle capable de représenter la physique de ce phénomène, notamment en terme d'évolution des cohérences, des déphasages ainsi que de la vitesse de propagation. Ce nouveau modèle sera présenté dans le chapitre 6.

4.2.3.3 Modélisation sur l'extrados voilure

Le modèle semi-empirique proposé par Jiménez (Jimenez et Renard, 1997) a été établi à partir des observations réalisées sur les données d'essai en soufflerie DYVAS. Ce modèle a principalement cherché à modéliser les instationnarités présentes au niveau de l'extrados voilure pour un cas d'interaction onde de choc/couche limite tridimensionnelle. La figure 4.10 illustre ainsi de manière schématique les formes des amplitudes ainsi que des déphasages qui ont été utilisées dans la modélisation de ce phénomène. Ces formes sont définies sur ce schéma pour trois points d'une section : un point en amont du choc, un point au niveau du choc et un point en aval du choc.

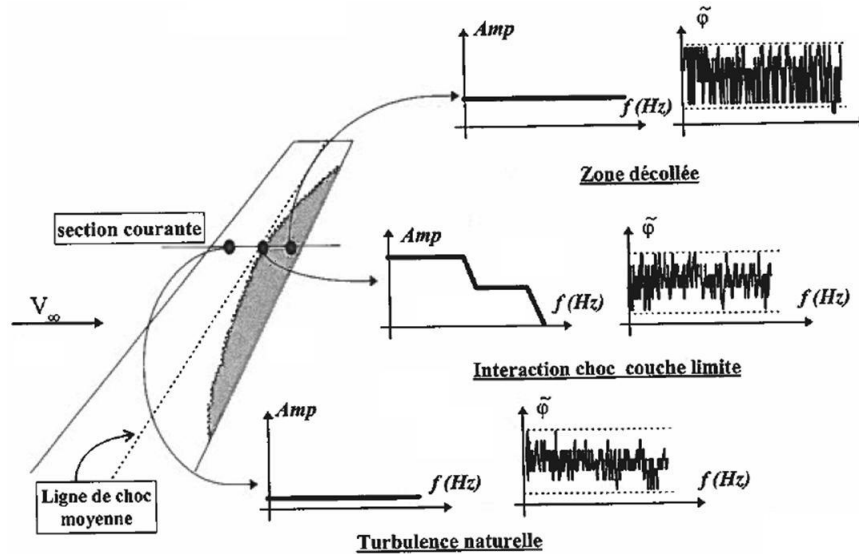


FIG. 4.10: Description du modèle proposé par Jimenez (Jimenez et Renard, 1997)

Modélisation de l'amplitude

Ainsi trois types de spectres ont été envisagés lors de l'élaboration de ce modèle comme montré sur la figure 4.10. Un spectre de pression en amont de l'onde de choc qui représente la turbulence naturelle de l'écoulement et qui présente un niveau constant dans la gamme des fréquences utiles, un

spectre par paliers qui modélise les amplitudes de pression en deux zones séparées par une transition linéaire fonction de la fréquence et un spectre de pression de niveau moyen constant dans toute la gamme de fréquence définies pour représenter les phénomènes en aval du choc dans le décollement. En ce qui concerne le spectre au niveau du choc, le palier basse fréquence représente ce qui se passe en pied de choc et le palier haute fréquence représente ce qui se passe dans le décollement dans la zone du choc. Ces schémas modélisent ainsi des spectres d'amplitudes linéaires par morceaux, ne privilégiant aucune fréquence particulière mais formant un signal de type déterministe car ils possèdent un niveau d'énergie constant par morceaux.

Modélisation de la phase

Les spectres de phases sont quant à eux déterminés via un générateur de vecteurs aléatoires ayant une densité de probabilité uniforme. Ces fluctuations de phases sont bien plus marquées dans la zone décollée que dans la zone même du choc. C'est l'apport de la phase aléatoire qui permet de s'assurer d'un signal temporel final non déterministe dit pseudo-aléatoire.

Estimation de l'effort

Les termes de déphasage sont ainsi combinés aux amplitudes de pression modélisées pour finalement obtenir via une transformée de Fourier inverse les champs de pression instationnaire. Ces champs de pression peuvent à l'image de ce qui a été présenté précédemment être intégrés sur une surface pour obtenir une valeur d'effort global sur la structure.

Problèmes liés à cette modélisation

La modélisation proposée dans cette section présente des lacunes en termes de représentativité physique au niveau de l'extrados voilure. Ce manque de « physique » dans le modèle proposé peut certainement être attribué à des problèmes de mesures lors des essais DYVAS.

Parmi les différents problèmes rencontrés dans cette modélisation, se trouvent :

- Une modélisation bidimensionnelle et non tridimensionnelle : la modélisation proposée ne semble a priori prendre en compte que des phénomènes existant le long de la corde sans nécessairement s'intéresser aux phénomènes transverses. Aucune référence ne semble être faite sur le lien entre les sections le long de l'envergure, sur la prise en compte de structures tridimensionnelles ou sur la propagation tridimensionnelle de l'écoulement. Aucune étude ne semble avoir été réalisée sur l'évolution des fréquences de tremblement le long de l'envergure dans la zone du choc.
- Une phase aléatoire : il a été observé, lors de différentes études réalisées en 2D et 3D, que les déphasages le long de la surface décollée ne sont pas aléatoires mais suivent une évolution bien définie, du moins pour certaines gammes de fréquences, avec notamment la présence de certaines linéarités témoignant de l'existence d'une propagation d'échelles à l'intérieur de l'écoulement. Dans la zone du choc, les déphasages ont plutôt tendance à prendre des valeurs nulles.
- Des spectres de pression linéaires par morceaux : dans le cas d'une interaction onde de choc/couche limite, les spectres sont loin d'avoir une forme proche de celles présentées sur la figure 4.10. En effet, dans la zone contenant l'onde de choc, le spectre a plutôt la forme d'un triangle que d'un palier telle que définie par Jimenez dans son modèle (c.f. section 3.2.5). En ce qui concerne les spectres au niveau de la zone décollée, le modèle ne prend pas non plus en compte l'influence des instationnarités de la zone du choc sur la zone décollée. Comme

cela avait également observé dans la section 3.2.5, les spectres dans la zone de décollement se rapprochent de ceux d'un triangle que de ceux d'une constante, montrant à nouveau le manque de représentativité du modèle de Jimenez.

Ce modèle donne ainsi une première approche de prévision des phénomènes présents sur l'extrados voilure, à partir des données issues de la campagne DYVAS. Néanmoins quelques inexactitudes apparaissent en ce qui concerne la physique réelle de l'écoulement. Le besoin d'un nouveau modèle permettant de mieux représenter la physique de ce phénomène est par voie de conséquence bien justifié.

Chapitre 5

Étude du tremblement à partir de données numériques

Ce chapitre a pour objectif de présenter les résultats des différents travaux numériques réalisés au cours des dernières années pour des cas de tremblement extradados voilure afin de mieux comprendre la manière dont les résultats issus de ces calculs peuvent être utilisés pour la modélisation du tremblement extradados voilure. Aucune étude des tremblements intrados voilure, APF ou HTP, n'a été présentée dans cette partie dans la mesure où presque aucune information n'a pu être retrouvée dans la littérature.

Parmi les différentes méthodes numériques développées pour le cas de l'extrados voilure, il y a d'abord eu la méthode de résolution des équations d'Euler, méthode qui ne s'est pas montrée très prometteuse du fait de son incapacité à prévoir correctement les effets instationnaires liés au décollement de la couche limite. Il y a aussi eu la méthode de résolution RANS (équations de Navier-Stokes moyennées), qui a contribué via ces divers modèles de turbulence à mieux prévoir la physique de l'écoulement. Cette dernière méthode est actuellement celle qui est largement utilisée pour l'étude de ce phénomène. Toutefois, la méthode qui présente le plus grand intérêt du fait de sa capacité à bien prévoir la physique de ce genre d'écoulement est la méthode hybride qui couple la méthode RANS et la méthode LES (équations de Navier Stokes filtrées).

Ce chapitre se concentrera ainsi sur les différents résultats obtenus à partir des méthodes de calculs RANS et Hybride. Ces méthodes ont, en effet, suivant les modèles de turbulence utilisés la particularité de pouvoir modéliser l'écoulement avec une assez bonne précision et un temps de calcul relativement correct.

5.1 Description des cas-test

Avant d'entamer la présentation des résultats numériques, une description succincte des cas-tests et des différentes méthodes numériques trouvés dans la littérature et utilisés dans la validation des calculs numériques sera effectuée.

- **Cas-test OAT15A**

Deux types de cas-test ont été utilisés pour réaliser la validation des calculs numériques, une étude bidimensionnelle et une étude tridimensionnelle. L'étude bidimensionnelle est réalisée à partir d'un profil OAT15A, à Meudon dans la soufflerie transsonique S3 de l'Onera. Ce profil a été équipé de 36 capteurs de pression instationnaire avec un temps d'acquisition de 50s et une fréquence d'échantillonnage de 10240Hz.

L'objectif principal de cette étude avait été de constituer une base de données permettant de valider des méthodes de simulation numérique stationnaire et instationnaire. Ainsi, une large variété de configurations a été testée, avec prise en compte des déformations des parois haute et basse de la veine d'essai équipée de parois adaptables. Les mesures réalisées ont permis d'analyser divers paramètres à savoir les distributions surfaciques de pression (stationnaire et instationnaire), les gradients de masse volumique, les composantes moyennes et fluctuantes du champ de vitesse.

Deux types de configuration ont été retenues pour la validation des calculs numériques réalisées : un cas stationnaire et un cas instationnaire (Thiery, 2005).

Cas d'étude	Mach	Reynolds	α	X_{tr}
Cas stationnaire	0,73	$3,0 \cdot 10^6$	$2,50^\circ$	0,070
Cas instationnaire	0,73	$3,0 \cdot 10^6$	$3,50^\circ$	0,070

TAB. 5.1: Condition d'écoulement du cas-test OAT15A bidimensionnel

L'étude tridimensionnelle est réalisée à partir de l'aile OAT15A. Cette campagne a été détaillée par Bézard (Bézard *et al.*, 2010). Les configurations retenues pour la validation des calculs numériques ont été :

Cas d'étude	Mach	Reynolds	α
Cas stationnaire	0,82	$2,8 \cdot 10^6$	$3,50^\circ$
Cas instationnaire	0,82	$2,8 \cdot 10^6$	$3,50^\circ$

TAB. 5.2: Condition d'écoulement du cas-test OAT15A tridimensionnel

• Cas-test RAE2822

Le profil RAE2822 a été étudiée en 1979 dans la soufflerie de Farnborough en Angleterre. Au cours de cette étude, diverses configurations (nombres de Mach différents) ont été testées. Les données expérimentales recueillies figurent dans l'ouvrage Euroval (Haase, 1993) et sont actuellement utilisées dans la validation de calculs numériques.

L'étude de ce cas-test s'est effectuée avec une faible instrumentation. Les capteurs utilisés ont permis de déterminer quelques grandeurs telles que les distributions de pression surfacique ainsi que le coefficient de frottement. Les lignes de frottement ainsi que les profils des vitesses (profil dans la direction normale à la paroi pour quelques sections du profil) ont aussi été visualisés. Cette faible instrumentation est aussi à l'origine des quelques incertitudes détectées lors des essais, notamment dans l'estimation de la zone décollée au pied du choc pour le cas n°9 (la présence d'un bulbe n'a pas été corroboré). Les configurations utilisées pour valider les calculs numériques ont été les suivantes :

Cas d'étude	Mach	Reynolds	α	X_{tr}
Cas n°9	0,73	$6,5 \cdot 10^6$	$1,54^\circ$	0,030
Cas n°10	0,75	$6,2 \cdot 10^6$	$2,80^\circ$	0,030

TAB. 5.3: Condition d'écoulement des cas-tests RAE2822

Les configurations présentées ci-dessus ont principalement servi à faire la validation de calculs numériques en stationnaire. Aucun tremblement n'a été observé durant les mesures (l'onde de choc semble être statique) même pour le cas le plus décollé (cas n°10). Cette étude a été menée par Cook

(Cook *et al.*, 1979) et Bartels (Bartels, 1998).

• Cas-test NLR7301

Les mesures expérimentales sur le profil NLR7301 ont été réalisées dans la soufflerie transsonique DNW-TWG en 2 temps : les premiers essais en 1999 (avec des parois haute et basse perforées) et les seconds essais en 2003 (avec des parois haute et basse adaptées). Pour la validation des calculs numériques, la configuration qui a été utilisée est la suivante :

Cas d'étude	Mach	Reynolds	α	X_{tr}
Cas stationnaire	0,74	$2,0 \cdot 10^6$	$1,10^\circ$	0,050

TAB. 5.4: Condition d'écoulement du cas-test NLR7301

Cette configuration a été étudiée par Soda (Soda, 2009) dans le cadre de la validation de modèles numériques.

• Cas-test RA16SC1

Le profil RA16SC1 a été étudiée par Benoît (Benoît, 1986) dans la soufflerie S3Ma de l'Onera à Modane. Il a été équipée de 36 capteurs de pression instationnaire (dont 16 sur l'extrados) et de 78 capteurs de pression statique permettant la mesure du champ de pression autour du profil. Des visualisations strioscopiques destinées à compléter l'étude des fluctuations de l'onde de choc ont aussi été filmées à 400 images par seconde.

Lors des essais expérimentaux, de fortes oscillations auto-entretenues ont été observées dans l'écoulement pour un angle d'incidence supérieur à $2,5^\circ$. L'expérience a aussi mis en évidence les effets de la paroi de la soufflerie ; les conditions initiales ont d'ailleurs dû être modifiées pour valider les résultats numériques. Ainsi l'incidence a dû être réduite dans les calculs numériques de 1° par rapport à l'expérience et le nombre de Mach de 0,007. Les corrections ont été calculées sur la base de mesures de pression sur la paroi de la veine en entrée de tremblement. Les effets de parois latérales ont quant à eux été négligés car celles-ci ont été considérées comme suffisamment loin du profil pour ne pas influencer la dynamique de l'écoulement.

La configuration retenue pour la validation des calculs numériques ont été les suivantes :

Cas d'étude	Mach	Reynolds	α	X_{tr}
Cas instationnaire	0,73	$4,2 \cdot 10^6$	$4,00^\circ$	0,075

TAB. 5.5: Condition d'écoulement du cas-test RA16SC1

Ces configurations ont notamment servi à Goncalves (Goncalves *et al.*, 2003) pour son étude des modèles de turbulence.

• Cas-test BGK n°1

Le profil BGK (Bauer-Garabedian-Korn) n°1 est un profil supercritique qui a été étudié à l' Institute for Aerospace Research (IAR) 2D High Reynolds Test Facility par Lee en 1990 (Lee, 1990). Ce profil a été testé pour divers nombres de Mach et angles d'incidence.

Plusieurs données ont été enregistrées à l'issue de cette étude expérimentale. Environ 70 capteurs de pression stationnaire et 30 capteurs de pression instationnaire ont été utilisés pour mesurer les distributions de pression surfacique. Une mesure des efforts stationnaires et instationnaires a aussi été effectuée par Lee.

Dans le cadre de la validation des résultats des méthodes numériques, la configuration qui a été retenue a été la suivante :

Cas d'étude	Mach	Reynolds	α	X_{tr}
Cas stationnaire	0,71	$20 \cdot 10^6$	$1,39^\circ$	-

TAB. 5.6: Condition d'écoulement du cas-test BGK n°1

Diverses autres configurations ont été étudiées par Lee (Lee, 1990) et par Xiao (Xiao et Tsai, 2006).

5.2 Description des méthodes de calcul

Diverses approches numériques ont été testées pour l'étude de l'interaction onde de choc/couche limite sur un profil. Cette partie a pour objectif de présenter de manière succincte les différentes approches étudiées.

5.2.1 Approche RANS/URANS

L'approche RANS utilise des équations de Navier-Stokes moyennées et des modèles de turbulences pour modéliser l'écoulement d'un fluide. L'avantage de cette approche se trouve principalement dans le temps de calcul, lequel est relativement court par rapport aux approches plus complexes (DES, LES, DNS). Le principal défaut de cette approche est la forte influence du modèle de turbulence sur les résultats obtenus. Parmi les différents modèles de turbulence de l'approche RANS, les modèles utilisés sont les suivants :

Le modèle de Spalart-Allmaras Le modèle de Spalart-Allmaras est un modèle de turbulence, développé pour des applications de type aéronautique, qui résout une seule équation de transport pour la viscosité cinématique turbulente (Spalart et Allmaras, 1994). Ce modèle a pour avantage d'être relativement simple et de donner une très bonne prévision du décollement.

Une variante de ce modèle qui sera utilisée par la suite est le SARC. Le modèle de Spalart-Allmaras (SARC) à correction de courbure est un modèle qui a été développé dans le but d'améliorer la modélisation des effets de rotation et de courbure des lignes de courant (Spalart et Shur, 1997). La différence avec le modèle précédent est que le modèle dit « classique » ne prend pas en compte les effets de courbure induits par des surfaces courbes telles que celle d'un profil d'aile.

Le modèle $k - \omega$ Le modèle de turbulence $k - \omega$ est un modèle qui résout deux équations de transport dans le but de modéliser les propriétés turbulentes de l'écoulement. Les variables de transport modélisées sont d'une part l'énergie cinétique turbulente k , qui détermine l'échelle de vitesse et d'autre part la dissipation spécifique ω , qui détermine l'échelle de temps. Ainsi, plusieurs variantes existent à ce modèle $k - \omega$, entre autres le modèle $k - \omega$ BSL de Menter, le modèle $k - \omega$ SST de Menter, le modèle $k - \omega$ de Kok, etc...

Le modèle $k - \omega$ BSL de Menter a été l'une des premières variantes proposées par Menter du modèle $k - \omega$. Ce modèle a la particularité de pouvoir utiliser les avantages du modèle $k - \omega$, dans la majeure partie de la couche limite, ainsi que d'utiliser les avantages du modèle $k - \epsilon$ loin des parois. Une autre version a été par la suite proposée par Menter, le modèle SST de Menter, qui en plus des avantages du modèle précédent, dispose d'un limiteur de viscosité turbulente qui permet de limiter sa valeur suivant la zone de l'écoulement dans laquelle on se trouve et de mieux prévoir le décollement.

Le modèle $k - \omega$ de Kok est quant à lui un modèle de turbulence pour lequel un terme de diffusion croisé a été rajouté dans le but de réduire la sensibilité de ω aux conditions extérieures de l'écoulement (Kok, 2000; Dobes, 2007). Ainsi seule l'équation de dissipation ω est modifiée. Le terme de production dans l'équation de transport de k reste inchangé dans ce modèle. Le modèle $k - \omega$ retardé de Xiao a été développé pour pallier un défaut de tous les modèles à viscosité turbulente, à savoir de générer des contraintes de Reynolds variant trop rapidement avec les changements de conditions de l'écoulement moyen, donnant ainsi des résultats non satisfaisants, notamment en présence d'onde de choc et de gradient de pression adverse. Le modèle retardé a pour objectif d'introduire un modèle de relaxation, combiné avec le modèle $k - \omega$, afin de pallier ce problème. La viscosité turbulente est ainsi déterminée à l'aide d'une équation de transport additionnelle couplée avec le modèle $k - \omega$ dit « classique ».

Autres modèles de turbulence Quatre autres modèles de turbulence ont aussi été testés pour l'étude de l'interaction onde de choc/couche limite sur un profil. La *DRSMSSG* - ω appartient à la famille des RSM (Reynolds Stress Model) basée sur des équations de transport pour toutes les composantes du tenseur des contraintes de Reynolds et le taux de dissipation. Les équations de transport du RSM sont résolues pour chaque composante du tenseur de Reynolds. Le modèle KKL est un modèle à deux équations qui a été testé sur divers types d'écoulements avec succès. Il y a aussi le modèle KKL EARSM qui est la version EARSM (Explicit Algebraic Reynolds Stress) du modèle précédent. La formulation EARSM a le même rôle que le limiteur dans le modèle de turbulence SST de Menter et permet ainsi de mieux prendre en compte l'effet des forts cisaillements sur la turbulence. Finalement nous avons le modèle SZL, qui est aussi un modèle à deux équations de type $k - \epsilon$ et qui a été développé par Shih (Shih et Lumley, 1993).

5.2.2 Approche Hybride

Une autre approche numérique présentant un grand intérêt est l'approche hybride. L'approche hybride est, en effet, une méthode qui a été développée dans le but de pallier les différents problèmes de modélisation constatés dans certains types d'écoulement avec la méthode RANS. L'approche hybride a ainsi l'avantage d'être moins coûteuse en terme de CPU qu'un calcul LES ou DNS, en particulier dans la zone proche paroi, et d'être bien plus "physique" que le RANS pour des écoulements de nature complexe (la méthode RANS rencontre d'importantes difficultés à modéliser la turbulence dans certains écoulements). La méthode hybride cherche ainsi à calculer explicitement la dynamique des structures turbulentes des écoulements décollés tout en modélisant la couche limite attachée à l'aide de l'approche RANS. La DES et la ZDES sont des méthodes qui se différencient par leurs différentes approches ; la DES a une approche non zonale ce qui n'est pas le cas pour la ZDES où les domaines RANS et DES sont déterminés par l'utilisateur.

5.3 Études basées sur des calculs stationnaires

L'étude basée sur les calculs stationnaires se décompose en deux parties : une étude en bidimensionnel et une étude en tridimensionnel.

5.3.1 Étude bidimensionnelle

Modèle de turbulence Spalart-Allmaras Pour le cas d'une onde de choc stationnaire, les études numériques réalisées par Thiery sur le profil OAT15A (Thiery, 2005; Thiery et Coustols, 2006) puis Soda sur le profil NLR7301 (Soda, 2009) ont montré que le modèle de Spalart-Allmaras n'était pas tout à fait adapté à ce type d'écoulement. En effet, la zone d'interaction de l'onde de choc avec la couche limite semble difficile à modéliser avec le modèle de Spalart-Allmaras. C'est ce que l'on constate d'ailleurs sur la figure 5.1 (à gauche) où l'on observe que le choc calculé se situe en aval du choc expérimental pour le profil OAT15A. Néanmoins, on remarquera que les pressions dans la zone avant et après le choc restent très bien prévues. On observera également sur la figure 5.1 (à droite) la présence d'un petit bulbe de décollement au pied du choc montrant bien que le modèle de Spalart-Allmaras ne détecte pas de phénomène de tremblement lors de cette étude (pour rappel, Lee (Lee, 2001) avait montré que le tremblement bidimensionnel s'amorçait lorsqu'un décollement total apparaissait entre le choc et le bord de fuite du profil).

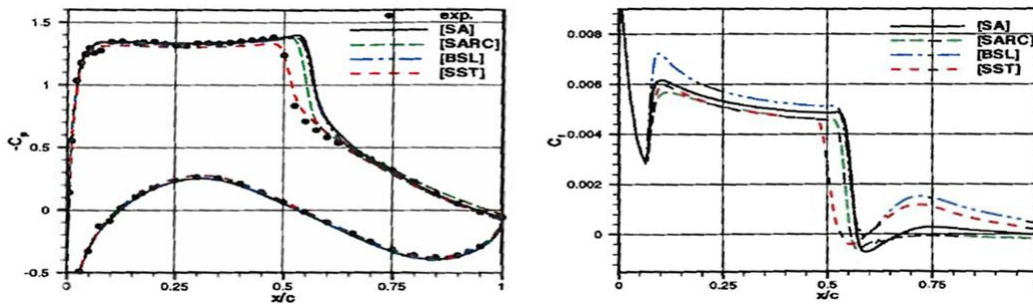


FIG. 5.1: Courbes des coefficients de pression (à gauche) et de frottement (à droite) obtenues sur le profil OAT15A(Thiery, 2005)

D'autres études menées sur le profil NLR7301 (Soda, 2009) ont aussi montré qu'il était parfois nécessaire, avec le modèle de Spalart-Allmaras, de recalculer l'angle d'incidence (recalage approximativement de 1°) afin de réussir à bien modéliser les effets d'interactions de l'onde de choc. C'est ce que l'on remarque sur les courbes de la figure 5.2 sur les trois figures du centre où l'interaction de l'onde avec la couche limite est bien représentée. Sur cette même figure nous pouvons aussi remarquer que les résultats subissent une influence du maillage utilisé, surtout lorsqu'on se focalise sur les graphes de la troisième colonne de cette figure. Trois maillages ont en effet été utilisés dans cette étude; pour les trois cas les distributions de pression sont exactement les mêmes.

Une variante du modèle de Spalart-Allmaras, le Spalart-Allmaras à Correction de Courbure (SARC), a aussi été testée par Thiery sur le profil OAT15A. Ainsi, ce modèle de turbulence fournit des résultats un peu meilleurs que ceux du modèle dit «classique» de Spalart-Allmaras, ce qui est aussi prévisible du fait que le modèle dit «classique» ne prend pas en compte les effets de courbure induits par le profil d'aile (cf. Figure 5.1). Le SARC arrive donc à mieux prévoir la position de l'onde de choc ainsi qu'à mieux modéliser la zone de décollement. Thiery (Thiery, 2005) explique que cela est dû principalement au terme de correction de courbure qui permet de générer une viscosité turbulente plus faible que pour le modèle SA classique, induisant une position du choc et un décollement localisés plus en amont.

Modèles de turbulence $k - \omega$ Une première étude réalisée par la NASA (Bardina *et al.*, 1997) sur le modèle $k - \omega$ de Wilcox a permis de mettre en évidence la difficulté du modèle à modéliser la zone d'interaction onde de choc/couche limite pour des cas fortement décollés. En effet, les courbes de coefficient de pression pariétale C_p obtenues sur le profil RAE2822 sont assez mal représentées dans la zone du choc et la position de l'onde de choc se situe trop en aval. Des résultats similaires ont

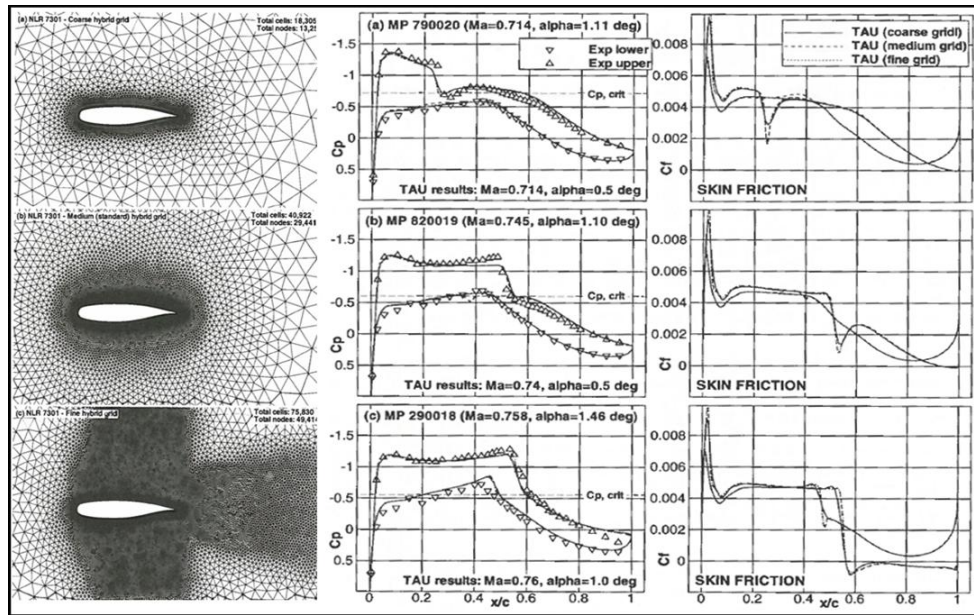


FIG. 5.2: Courbes C_p pour trois maillages différents (Soda, 2009) obtenues sur le profil NLR7301

aussi été obtenus avec d'autres variantes du modèle $k-\omega$; le $k-\omega$ « retardé » de Xiao étudié pour un profil supercritique BGK n°1. Ainsi, malgré les quelques modifications apportées, les travaux menés par Xiao sur son modèle de turbulence n'ont pas permis d'obtenir de meilleures courbes de C_p surtout au niveau de la zone d'interaction (Xiao *et al.*, 2003; Xiao et Tsai, 2006). Il en est de même pour le modèle $k-\omega$ de Kok. Avec ce dernier modèle, une légère amélioration des courbes de C_p a pu être constatée, notamment par rapport au modèle de Wilcox ; néanmoins cette amélioration ne s'avère pas probante non plus. La variante $k-\omega$ BSL développée par Menter n'a rien apporté de plus (Menter, 1992), la zone d'interaction de l'onde de choc avec la couche limite est aussi mal modélisée, d'ailleurs le décollement se situe un peu trop en aval, dû à la surestimation du terme de viscosité turbulente qui dissipe les instabilités présentes dans l'écoulement (Thiery, 2005; Thiery et Coustols, 2006).

En ce qui concerne le modèle de turbulence $k-\omega$ SST de Menter, il est l'une des seules variantes du modèle $k-\omega$ à pouvoir prévoir de manière exacte les distributions de pressions surfaciques ainsi que la position du choc sur un profil pour le cas stationnaire. Les études menées au DLR (Eisfeld, 2005) sur le profil RAE2822 ont montré que le modèle $k-\omega$ SST de Menter donnait de très bons résultats ; les courbes de C_p ainsi que la position du choc sont très bien prévues et cela pour des cas présentant aussi un faible décollement. Ainsi les courbes de distribution de pression et des coefficients de frottement pour les méthodes utilisant le modèle de turbulence SST sont très bien représentées. En présence d'un fort décollement ces méthodes donnent de très bons résultats et la position du choc reste bien prévue.

Autres modèles de turbulence Une étude sur d'autres modèles de turbulence "moins populaires" à deux équations a aussi été réalisée pour le cas stationnaire (Bézar *et al.*, 2009). Les modèles testés ont été le KKL, KKL EARSIM et le SZL. La figure 5.3 montre les quelques résultats obtenus pour ces modèles de turbulence sur le profil supercritique OAT15A. On constate que pour ces quatre modèles la prévision des courbes de pression stationnaire n'est pas très satisfaisante, notamment dans la zone d'interaction de l'onde avec la couche limite ; le positionnement de l'onde de choc se situe trop en aval par rapport aux données expérimentales. Cependant ces modèles arrivent à bien montrer l'apparition d'un bulbe dans la zone proche de l'interaction onde de choc/couche limite,

l'existence d'un bulbe étant caractéristique de cette interaction.

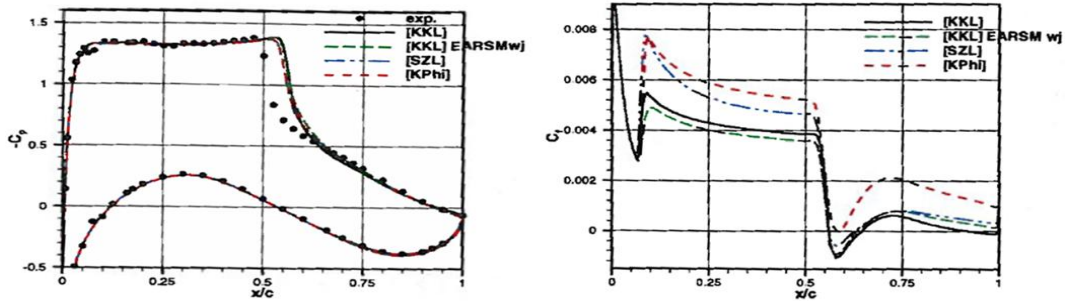


FIG. 5.3: Courbes C_p (à gauche) et de frottement (à droite) obtenues sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)

5.3.2 Étude tridimensionnelle

Modèle de turbulence Spalart-Allmaras Les calculs stationnaires réalisés sur l'aile OAT15A avec le modèle de Spalart-Allmaras « classique » n'ont pas donné des résultats très satisfaisants (Bé-zard *et al.*, 2009). On constate, en effet, sur la figure 5.4 que les distributions de pression surfacique dans la zone du choc sont mal modélisées, surtout au niveau de la région interne de la voilure où le choc se situe trop en aval par rapport aux données expérimentales. Nonobstant, les distributions de pression dans les zones situées avant et après le choc restent très bien modélisées.

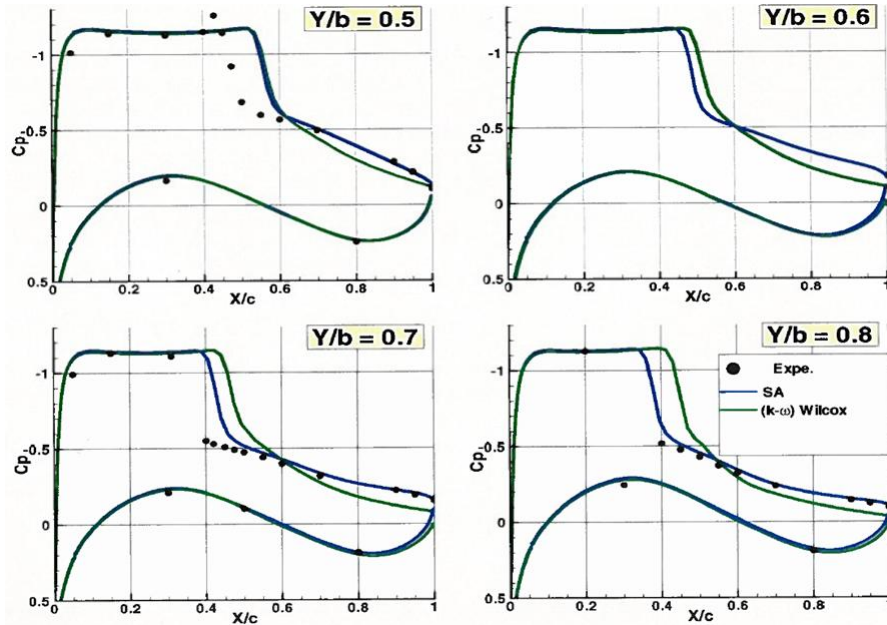


FIG. 5.4: Distributions de pression surfaciques du modèles Spalart-Allmaras pour quatre sections en envergure différentes de l'aile OAT15A en écoulement tridimensionnel (Bé-zard *et al.*, 2009)

Une étude réalisée sur les lignes de frottement obtenues avec le modèle de Spalart-Allmaras a montré que ces lignes ont une topologie similaire à celle observée en soufflerie (figure 5.5). En effet, on voit la présence d'un décollement massif qui augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du fuselage et qui disparaît par la suite à l'extrémité de voilure. Ces lignes de frottement montrent aussi la présence d'un décollement de coin à la jonction voilure/fuselage, absent dans les données

d'essai.

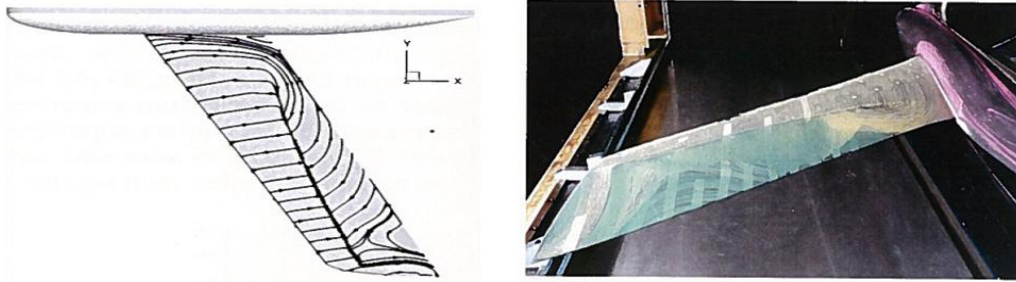


FIG. 5.5: Lignes de frottement obtenues sur l'aile OAT15A : Spalart-Allmaras (à gauche) et expérimentales (à droite) (Bézard *et al.*, 2009)

Ces premiers résultats stationnaires obtenus avec le modèle de Spalart-Allmaras permettent donc de voir que ce modèle présente des difficultés à modéliser la zone d'interaction de l'onde de choc avec la couche limite. Ce modèle permet, néanmoins, de bien estimer, de manière quantitative et non qualitative, la zone décollée de l'écoulement ainsi que les distributions de pression dans les zones avant et après le choc.

Modèle de turbulence $k-\omega$ L'étude en stationnaire du modèle $k-\omega$ de Wilcox sur l'aile OAT15A ne donne pas des résultats satisfaisants. En effet, les résultats ont montré une sous-estimation des distributions de pression en aval du choc et une surestimation des pressions dans la zone du choc, surestimation principalement due à la mauvaise prévision de la position du choc localisée trop en aval (Bézard *et al.*, 2009). Ce modèle présente donc quelques difficultés à bien modéliser l'interaction dans la zone du choc ainsi qu'à modéliser le décollement au niveau du bord de fuite.

En ce qui concerne les lignes de frottement pariétal, il a été constaté que la topologie de la zone décollée obtenue avec le modèle $k-\omega$ de Wilcox est globalement similaire à celle observée dans les mesures (cf. figure 5.6). Quelques différences ont, toutefois, été remarquées à savoir, la déviation moins importante des lignes de frottement modélisées (corroborant les constatations faites sur les courbes de distributions de pression) et un recollement moins important sur l'extrémité de la voilure. Nous remarquerons finalement que ce modèle ne prévoit pas de décollement de coin au niveau de la jonction fuselage/voilure, ce qui est tout à fait en accord avec les observations expérimentales.

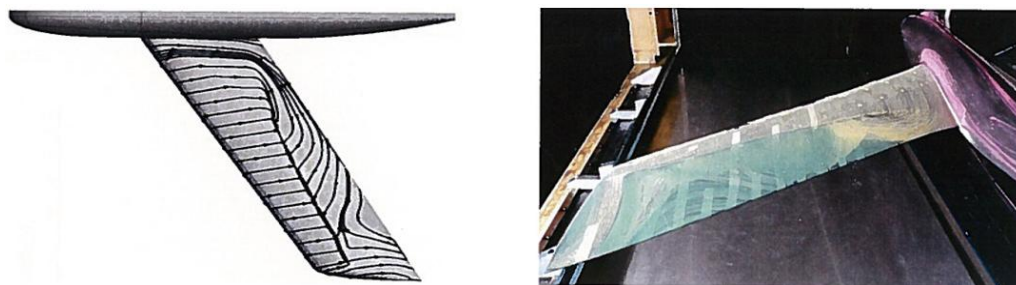


FIG. 5.6: Lignes de frottement obtenus sur l'aile OAT15A : $k-\omega$ de Wilcox (à gauche) et observés (à droite) (Bézard *et al.*, 2009)

L'étude du modèle $k-\omega$ SST de Menter a donné de très bons résultats sur le même cas-test que précédemment. Plusieurs analyses ont d'ailleurs été réalisées avec le modèle SST "standard" de

Menter et trois de ses « variantes » la SST1, la SST2 et la SST3 qui ne diffèrent que par la valeur du limiteur de la viscosité turbulente.

Ainsi, Brunet et Bézard (Bézard *et al.*, 2009) ont montré que la convergence en C_x et C_z est atteinte pour les modèles SST "standard", SST1 et SST2 (les modèles SST1 et SST2 se comportant presque de manière identique). Ceci n'est pas le cas du modèle SST3 où une variation quasi-périodique du coefficient de portance a pu être observée, supposant ainsi la présence d'instationnarités dans l'écoulement.

En ce qui concerne les distributions de pression présentées sur la figure 5.7, nous constatons, comme dans le cas 2D, que les modèles $k - \omega$ SST de Menter (SST1 et SST2) donnent une assez bonne répartition de pression pour les quatre sections en envergure. La position de l'onde de choc semble d'ailleurs très bien prévue par ces deux modèles. Une étude menée par Bézard montre des résultats similaires pour le modèle $k - \omega$ SST "standard". Cela n'est, par contre, pas le cas pour le modèle SST3 qui estime très mal les distributions de pression du fait de ses problèmes de convergence.

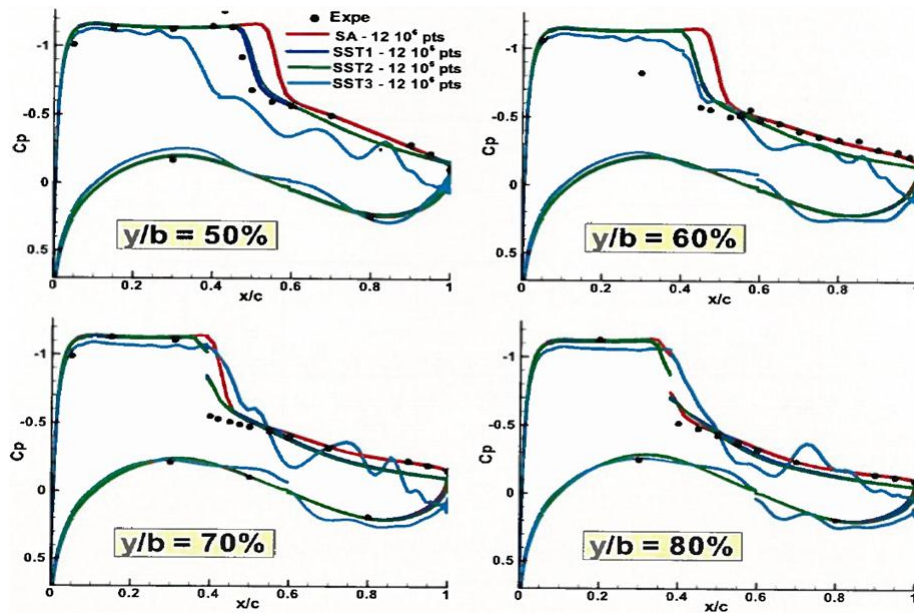


FIG. 5.7: Distributions de pression surfaciques des modèles de Spalart-Allmaras, $k - \omega$ SST1, SST2, SST3 pour quatre sections en envergure différentes de l'aile OAT15A (Bézard *et al.*, 2009)

Nous voyons donc que le modèle $k - \omega$ SST de Menter fournit, en stationnaire, d'excellents résultats, avec toutefois des résultats qui dépendent du limiteur de viscosité turbulente utilisé dans le modèle. Ce modèle reste ainsi l'un des meilleurs modèles pour prévoir, en stationnaire, l'étendue de la zone décollée ainsi que la position de l'onde de choc.

Autres modèles de turbulence Pour l'étude en stationnaire, le modèle de turbulence KKL ne fournit pas des résultats très satisfaisants sur l'aile OAT15A (Bézard *et al.*, 2009). En effet, on remarque sur la figure 5.8 que le modèle KKL "standard" donne une mauvaise distribution de pression surfacique, avec une zone très mal modélisée au niveau de l'interaction onde de choc/couche limite. On observe ainsi que la position de l'onde n'est pas correctement prévue et que la distribution de pression au niveau du bord de fuite est largement sous-estimée.

Le modèle KKL EARSM fournit, quant à lui, des résultats similaires à ceux du modèle KKL

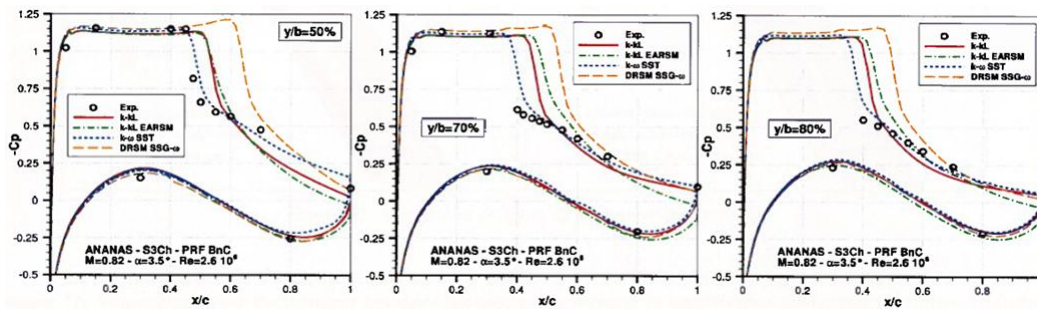


FIG. 5.8: Distributions de pression surfacique des modèles KKL "standard" et KKL EARSIM suivant trois sections différentes en envergure de l'aile OAT15A (Bézard *et al.*, 2009)

"standard". On remarque ainsi sur la figure 5.8 une légère dégradation au niveau des distributions de pression avec ce modèle, notamment dans la zone d'interaction. Le choc est moins bien modélisé par rapport au modèle de turbulence KKL, avec une recompression moins intense. La taille de la zone en aval du choc reste quant à elle sous-estimée. Ainsi, les améliorations apportées par ce modèle ne sont pas suffisantes pour modéliser correctement les phénomènes présents dans cet écoulement.

En ce qui concerne les lignes de frottement, Bézard (Bézard *et al.*, 2009) a remarqué que les deux modèles prévoient un faible décollement, avec une légère différence au niveau de la zone externe de la voilure où la variante EARSIM montre un recollement de la couche limite, recollement absent dans les résultats du modèle "standard". De même, il a été constaté la présence d'un fort décollement de coin au niveau de la jonction voilure/fuselage, non présent sur les essais.

L'étude réalisée avec le modèle DRSM $SSG - \omega$ Menter a donné des résultats très décevants (cf. figure 5.8). La position du choc est trop reculée par rapport à l'expérience et le frottement à la paroi est largement sous-estimé dans la zone supersonique. Ceci est un problème récurrent de ce modèle qui a déjà été constaté dans d'autres applications.

Conclusion de l'étude en stationnaire De nombreux résultats de calculs numériques stationnaires ont été présentés dans cette partie pour le cas du tremblement extradors voilure. Ainsi, l'étude réalisée avec le modèle de Spalart-Allmaras a montré que celui-ci avait des difficultés à prévoir la taille de la zone décollée sur l'extrados d'une aile. En effet, ce modèle semble nécessiter parfois un recalage de l'angle d'incidence dans les calculs 2D pour mieux prévoir les distributions surfaciques de pression. Il a aussi été observé lors de l'étude en 3D que la modélisation de l'interaction onde de choc/couche limite en stationnaire était perfectible. Les distributions de pression dans la zone d'interaction ainsi que la position du choc ne sont ainsi pas bien modélisées. La topologie de la surface décollée reste néanmoins bien estimée.

Le modèle de $k - \omega$ de Wilcox est quant à lui le moins adapté à l'étude des écoulements hautes vitesses présentant un fort décollement. Des variantes de ce modèle comme le modèle de Kok, de Xiao ou de Menter (BSL), ne permettent d'ailleurs pas d'améliorer significativement ces résultats. De même, l'étude en 3D a montré que ce modèle était inadéquat. Brunet (Bézard *et al.*, 2009) constate lors de son étude que ce modèle présente des difficultés à estimer les pressions dans la zone d'interaction ainsi que la position du choc sur l'aile. La topologie de la surface décollée n'est d'ailleurs pas similaire à celle observée sur la maquette.

En ce qui concerne le modèle $k - \omega$ SST de Menter, il est celui qui donne le meilleur résultat pour l'étude d'un profil en régime stationnaire; les distributions de pression et la position du choc sont très bien reproduites. Il est de même l'un des seuls modèles à pouvoir fournir de très bons

résultats en 3D. Ainsi, il a été constaté que le modèle "standard" donne une très bonne répartition de pression au niveau de la surface de l'aile, une bonne estimation de la position du choc ainsi qu'un bon décollement dans la zone proche du bord de fuite. Il en est de même pour les variantes SST1 et SST2. Néanmoins, il a été constaté que la variante SST3 avait des difficultés à fournir des résultats avec une bonne convergence. Les résultats issus de ces modèles peuvent donc être utilisés pour déterminer la position du choc sur l'extrados d'un profil et pour prévoir la manière dont doivent être placés les capteurs de pression instationnaire lors d'une campagne d'essai en soufflerie.

Le KKL, en stationnaire ne donne quant à lui pas de bons résultats. En effet, la position de l'onde de choc ainsi que la taille des décollements ne sont pas bien modélisées. Le modèle *DRSMSSG* – ω a, comme le modèle KKL, donné de mauvais résultats dans l'ensemble.

Ces résultats ont globalement montré que les modèles avaient tous des difficultés à prévoir correctement ce phénomène, en particulier pour des cas présentant un fort décollement. À cet égard, Brunet affirme que la méthode RANS est de manière générale inadaptée à ce type d'étude.

5.4 Études basées sur des calculs instationnaires

L'étude basée sur les calculs instationnaires se décompose en deux parties : une étude en bidimensionnel et une étude en tridimensionnel.

5.4.1 Étude bidimensionnelle

Modèle de turbulence Spalart-Allmaras Pour l'étude en instationnaire, il a été montré sur le profil OAT15A que le modèle de Spalart-Allmaras "classique" a certaines difficultés à modéliser le tremblement. Les simulations réalisées sur un profil OAT15A pour deux types de maillage distincts ont ainsi montré que la prise en compte des effets de parois est indispensable pour l'amorçage des fluctuations des coefficients C_z et C_x (Thiery, 2005). C'est ce que l'on observe d'ailleurs sur la figure 5.9 où les calculs lancés sur un maillage 2D avec une configuration "inf" (maillage sans parois) ne présentent aucun signe d'instationnarité, ce qui n'est pas le cas pour un maillage 2D en configuration "conf" (maillage avec parois). En revanche, une étude faite sur un maillage 2.5D en configuration "inf" présente des instationnarités, cependant l'étude sur ce cas n'a pas été poursuivie, son intérêt étant très limité par rapport au coût CPU. En ce qui concerne les résultats fournis par le modèle SARC, aucun résultat réaliste n'a pu être obtenu (Thiery, 2005; Thiery et Coustols, 2006).

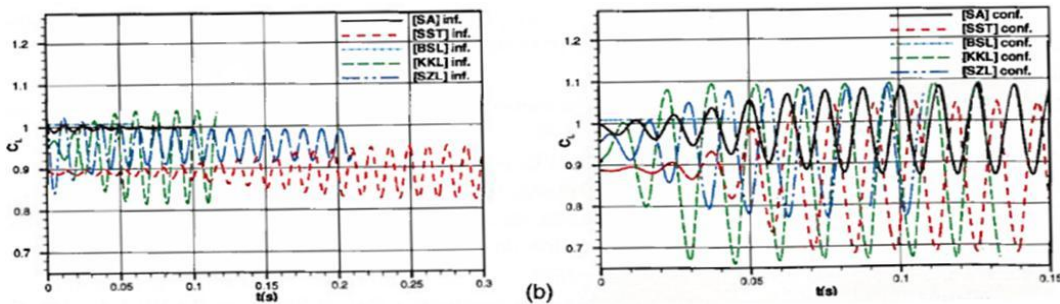


FIG. 5.9: Courbes de C_z pour deux configurations différentes en fonction du temps obtenues sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)

La répartition de pression moyenne obtenue avec le maillage 2D en configuration "conf" pour le modèle classique de SA est présentée sur la figure 5.10. On constate pour ce cas d'étude que la distribution surfacique moyennée de pression diffère de la distribution expérimentale. Ainsi la région

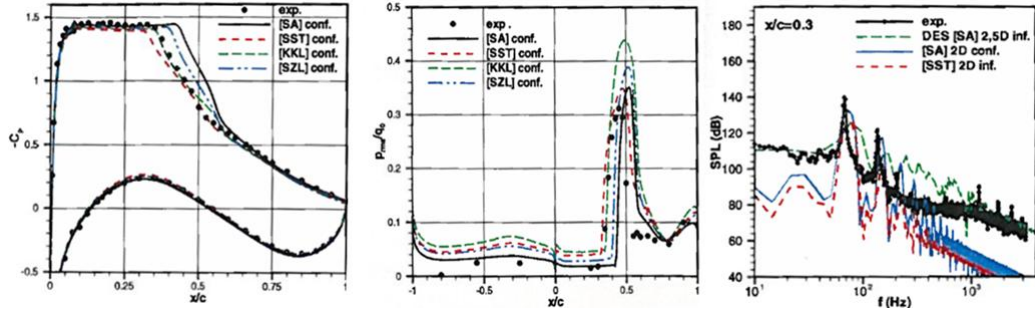


FIG. 5.10: Courbes de C_p (à gauche), de fluctuations de pression RMS (au centre) et de spectres de pression (à droite) obtenues sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)

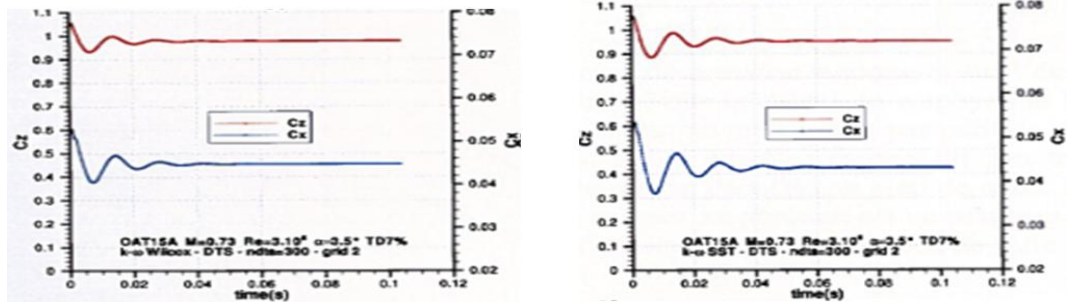


FIG. 5.11: Courbes d'évolution C_z et C_x pour le modèle $k - \omega$ Wilcox (à gauche) et $k - \omega$ SST (à droite) obtenues sur le profil OAT15A (Bézar *et al.*, 2009)

située entre 40% et 60% en corde est mal modélisée, cette région correspond à la zone d'interaction onde de choc/couche limite. On remarque par contre que les fluctuations de pressions RMS pour le modèle de Spalart-Allmaras (SA) sont relativement bien représentées; on arrive bien à voir la position du choc située légèrement en aval par rapport au choc expérimental. En ce qui concerne le spectre de pression, celui-ci est pour la plupart des fréquences sous-estimé (cf. figure 5.10).

Plus généralement, il a été observé avec l'utilisation du modèle de SA en URANS que cette méthode ne pouvait estimer correctement la zone décollée sur le profil. En effet, cette zone était plutôt sous-estimée et il était parfois nécessaire, comme dans le cas stationnaire, de faire un recalage de l'angle afin d'aboutir à un meilleur résultat.

Modèles de turbulence $k - \omega$ Pour le cas d'étude en instationnaire, aucune instationnarité n'a été obtenue avec les modèles de turbulence $k - \omega$ de Wilcox et $k - \omega$ SST. En effet, les travaux de Goncalves (Goncalves *et al.*, 2003) et Bézar (Bézar *et al.*, 2009) sur les profils OAT15A et RA16SC1 ont montré que les courbes C_z et C_x atteignaient une valeur asymptotique après un certain nombre d'itérations en 2D et 2.5D (cf. figure 5.11). Pour le modèle $k - \omega$ SST de Menter, cela semble d'autant plus surprenant du fait que cela est contraire à ce que Thiery (Thiery, 2005) avait obtenu. Une explication proposée par Bézar est que l'amélioration du solveur utilisé avait sûrement corrigé certains bugs dans l'implantation de ce modèle.

Le modèle $k - \omega$ "retardé" de Xiao fournit quant à lui des résultats instationnaires. Les coefficients C_z et C_x oscillent de manière presque périodique mais avec des fréquences d'oscillations bien inférieures à celles mesurées par Lee (Lee, 1990, 2001) (erreur relative de 36%). Les courbes de pression moyennée sont par ailleurs bien estimées. Une particularité de ce modèle, constatée par Xiao, est qu'il met en évidence la présence d'une onde acoustique se déplaçant vers l'amont. Le

	$\alpha = 3^\circ$		$\alpha = 4^\circ$		$\alpha = 5^\circ$	
Modèle	freq (Hz)	ΔC_z	freq (Hz)	ΔC_z	freq (Hz)	ΔC_z
Expérience	88	0,11	100	0,308	Probablement	Stationnaire
$k - \omega$ (Wilcox)	-	-	-	-	-	-
$k - \omega$ (Kok)	-	-	94,6	0,26	95,6	0,48

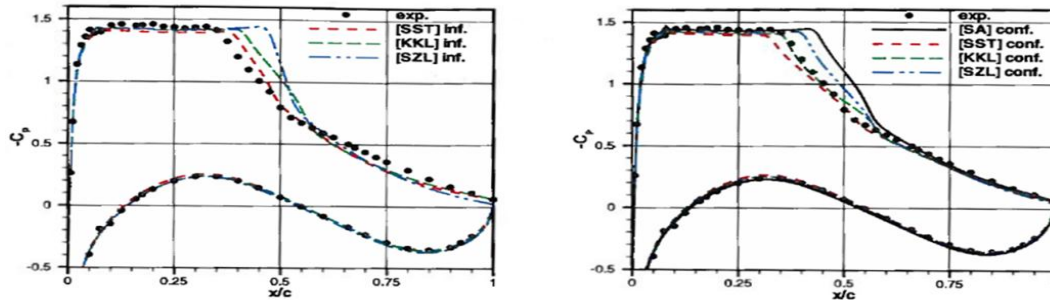
TAB. 5.7: Comparaison des fréquences et amplitudes du coefficient de portance

modèle semble ainsi confirmer le mécanisme proposé par Lee.

Le modèle de turbulence de Kok fournit des résultats pour le profil RA16SC1 peu probants. En effet, suivant certaines configurations ce modèle arrive (ou non) à capter des instationnarités dans l'écoulement. Les résultats proposés par ce modèle ne sont donc pas pour l'instant fiables (cf. tableau 5.7).

Autres modèles de turbulence Aucun résultat réaliste, pour l'étude du cas instationnaire, n'a pu être obtenu pour les modèles de turbulence *KKL EARS* *WJ*; les résultats présentés seront donc ceux des modèles *KKL* et *SZL*.

La figure 5.12 présente les courbes de distributions de pression surfacique moyennée obtenues pour les deux modèles *KKL* et *SZL*. On constate tout d'abord que pour un maillage en configuration "inf", les deux modèles surestiment les pressions surfaciques dans la zone d'interaction onde de choc/couche limite. Ceci n'est pas le cas pour un maillage en configuration "conf" où les répartitions de pressions sont mieux modélisées.

FIG. 5.12: Comparaison des courbes C_p entre maillage à configuration "inf" (à gauche) et maillage à configuration "conf" (à droite) sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)

Le tableau 5.8 compare les fréquences de tremblement données par ces modèles de turbulence avec la fréquence obtenue expérimentalement. On remarque ainsi lorsqu'on compare les fréquences de tremblement estimées par les modèles, que celles-ci se rapprochent plus de l'expérience en configuration "conf" qu'en configuration "inf". Ceci montre à nouveau l'intérêt de la prise en compte des effets des parois.

En ce qui concerne les fluctuations de pressions RMS, les constatations sont les mêmes (Thiery et Coustols, 2006). Nous pouvons donc voir que les fluctuations de pression RMS en configuration « conf » (figure 5.13, à droite) sont bien plus proches des données expérimentales que les fluctuations fournies par le maillage 2D en configuration « inf » (figure 5.13, à gauche).

Approche	freq (Hz)
Expérience	69
Approche "2D inf" KKL	71
Approche "2D conf" KKL	68
Approche "2D inf" SZL	79
Approche "2D conf" SZL	76

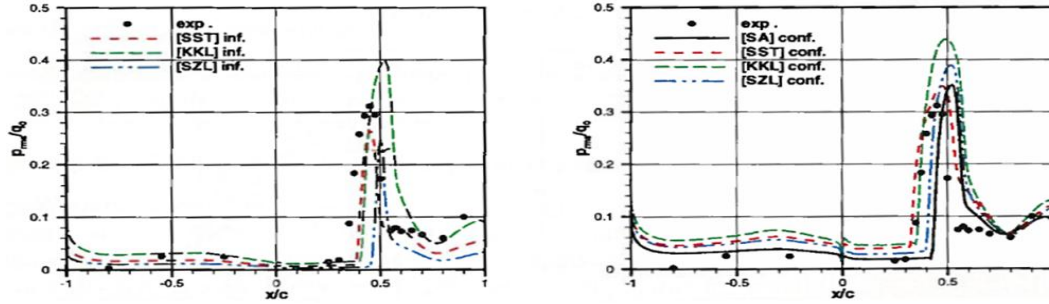
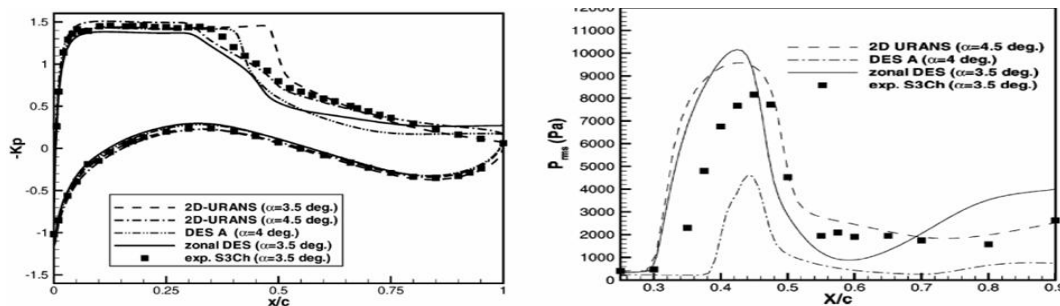
TAB. 5.8: Fréquences obtenues pour deux modèles de turbulence (Goncalves *et al.*, 2003)

FIG. 5.13: Comparaison des pressions RMS entre maillage à configuration "inf" (à gauche) et maillage à configuration "conf" (à droite) sur le profil OAT15A (Thiery, 2005)

Méthodes hybrides Une étude comparative a été réalisée par Deck (Deck, 2005), dans le cadre d'un projet de recherche à l'ONERA, entre la DES et la ZDES. Ces travaux ont ainsi permis de montrer l'intérêt de l'utilisation de la ZDES par rapport à la DES dans la modélisation de l'interaction onde de choc/couche limite sur un profil en écoulement transsonique.

La figure 5.14 donne la répartition et les fluctuations de pression pour le profil OAT15A à $Ma = 0,73$ et à $\alpha = 3,5^\circ$. On constate ainsi sur cette figure que la distribution de pression surfacique est globalement bien prévue par les deux méthodes. Il est à noter que l'angle d'attaque dans la méthode DES a dû être recalibré afin de pouvoir fournir des résultats instationnaires. On remarque d'autre part sur cette même figure que les fluctuations de pression RMS sont assez mal prévues ; ainsi ces fluctuations pour la ZDES sont globalement surestimées, ce qui n'est pas le cas pour la DES où celles-ci sont largement sous-estimées, surtout dans la zone proche du bord de fuite. Cependant, la position du choc pour le cas de la DES reste mieux prévue que pour la ZDES.

Les travaux menés par Deck (Deck, 2005) ont montré que la DES n'est pas capable de prévoir

FIG. 5.14: Comparaison des courbes C_p (à gauche) et RMS de pression (à droite) entre les méthodes DES et ZDES sur le profil OAT15A (Deck, 2005)

correctement la zone décollée en présence d'une couche limite fine, ce qui n'est visiblement pas le cas de la ZDES qui estime bien mieux cette zone décollée. Cependant, cette zone reste surestimée à cause d'un maillage trop grossier qui modélise un choc normal bien plus intense que celui mesuré expérimentalement.

En ce qui concerne le spectre des fluctuations de pression, la figure 5.15 donne les spectres de pression obtenus avec la DES et la ZDES pour quatre abscisses différentes ($x/c=0,4$, $x/c=0,5$, $x/c=0,8$, $x/c=0,9$). On constate ainsi que la DES sous-estime les spectres de pression (absence de pic pour les fréquences inférieures à 100 Hz), le phénomène instationnaire ne semble donc pas bien capté par cette méthode. En revanche, la ZDES donne un spectre qui correspond bien au spectre déterminé expérimentalement sur presque toute la bande de fréquence étudiée, ce qui montre que les instationnarités captées par cette méthode sont de nature plutôt physique. Un premier aperçu de ces résultats nous permet donc de dire que la ZDES, contrairement à la DES, est une méthode capable de reproduire assez correctement la physique de l'écoulement pour des cas fortement décollés. Un raffinement du maillage peut toutefois s'avérer nécessaire.

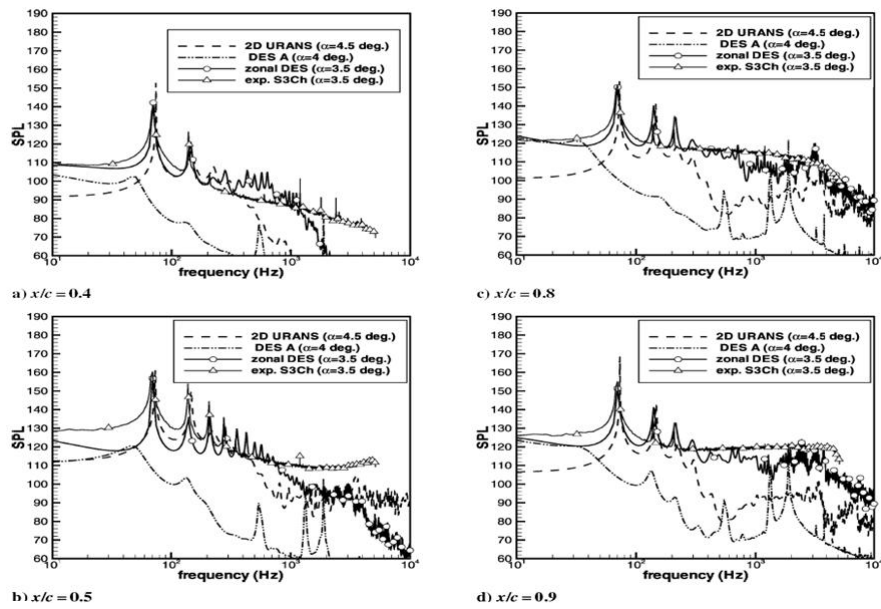


FIG. 5.15: Comparaison des spectres de pression entre la méthode DES et ZDES pour différentes section en corde (Deck, 2005)

En se concentrant un peu plus sur la ZDES, une étude des longueurs d'onde des instationnarités de l'écoulement a permis de voir la présence d'ondes de nature acoustique issues du bord de fuite et se propageant vers le bord d'attaque. Ainsi ces ondes acoustiques confirment la théorie de Lee dans laquelle ce dernier explique que ces ondes font partie du mécanisme étant à l'origine du tremblement. Les spectres de la méthode ZDES donne une fréquence de tremblement de 73 Hz. Cette valeur est assez proche de la valeur déterminée expérimentalement par Lee, 69Hz.

5.4.2 Étude tridimensionnelle

Nous présenterons, dans cette partie, les différents résultats de calculs numériques obtenus en configuration 3D pour le cas d'une aile en écoulement transsonique. Il est important de souligner que le nombre d'études réalisées pour ce genre d'écoulement 3D est très limité du fait que ces études sont très coûteuses en ressources informatiques et en temps. Les modèles de turbulence ont été testés, pour la plupart, sur divers types de maillages pour deux cas d'interaction onde de choc/couche

limite. Ces simulations prennent en compte l'effet des parois ainsi que la déformée statique de la voilure.

Modèle de turbulence Spalart-Allmaras En ce qui concerne les simulations numériques sur une aile OAT15A en instationnaire, il a été constaté par Brunet (Bézard *et al.*, 2009) que le modèle de Spalart-Allmaras ne détecte aucune instationnarité. Ceci est d'ailleurs contraire à ce qui avait pu être constaté en 2D où la prise en compte des parois de la veine avait engendré des instationnarités dans le modèle. Le modèle de Spalart-Allmaras semble donc inadapté à une étude instationnaire du tremblement en 3D.

Modèle de turbulence $k - \omega$ Le modèle de turbulence $k - \omega$ de Wilcox en instationnaire s'est avéré inadapté pour ce genre d'écoulement. En effet, Brunet (Bézard *et al.*, 2009) a montré sur l'aile OAT15A que l'amplitude d'oscillation du coefficient de portance est trop petite pour pouvoir être associée au phénomène de tremblement (cf. figure 5.16). Il a ainsi été conclu que la nature des instationnarités détectées par ce modèle est de nature purement numérique et non physique.

Les résultats obtenus avec le modèle $k - \omega$ SST de Menter n'ont pas été très satisfaisants non plus. Les solutions numériques ont montré que les modèles de turbulence SST "standard", SST1 et SST2 sont inadaptés pour une étude en instationnaire du fait de leurs incapacités à détecter les instationnarités dans l'écoulement. C'est ce que l'on observe sur la figure 5.16, où le coefficient de portance obtenu avec les modèles de turbulence converge vers une valeur asymptotique.

Le modèle $k - \omega$ SST3, quant à lui, montre de fortes instabilités de C_z dans l'écoulement, ces instationnarités pouvant être d'ordre numérique ou physique.

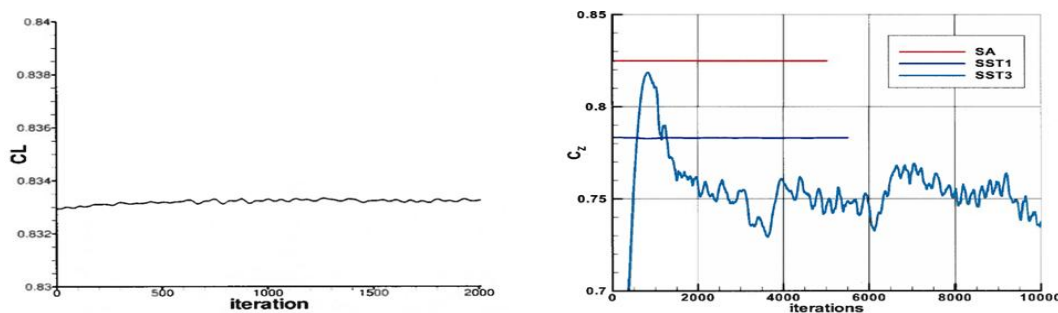


FIG. 5.16: Evolution des coefficients de portance sur l'aile OAT15A pour le modèle $k - \omega$ Wilcox (à gauche) et Spalart-Allmaras, $k - \omega$ SST1 et SST3 de Menter (à droite) (Bézard *et al.*, 2009)

En se concentrant maintenant sur les distributions moyennes de pression calculées avec le modèle de turbulence SST3 (cf. figure 5.17), on remarquera que ce modèle arrive à bien les modéliser, avec une zone supersonique très bien estimée et une position de choc bien déterminée. Néanmoins, nous remarquons aussi une légère surestimation des pressions au niveau du bord de fuite, présente tout le long de l'envergure.

En ce qui concerne les RMS de pression, elles sont aussi globalement surestimées par rapport aux données expérimentales, en particulier dans la zone aval (Bézard *et al.*, 2010). Dans la zone amont, celles-ci restent en revanche assez bien modélisées comme pour le cas des courbes de pression. L'étude des lignes de frottement a aussi mis en évidence la présence d'un décollement de coin dans la jonction fuselage/voilure, décollement non présent dans les essais, ce qui donne un caractère non physique aux résultats du modèle.

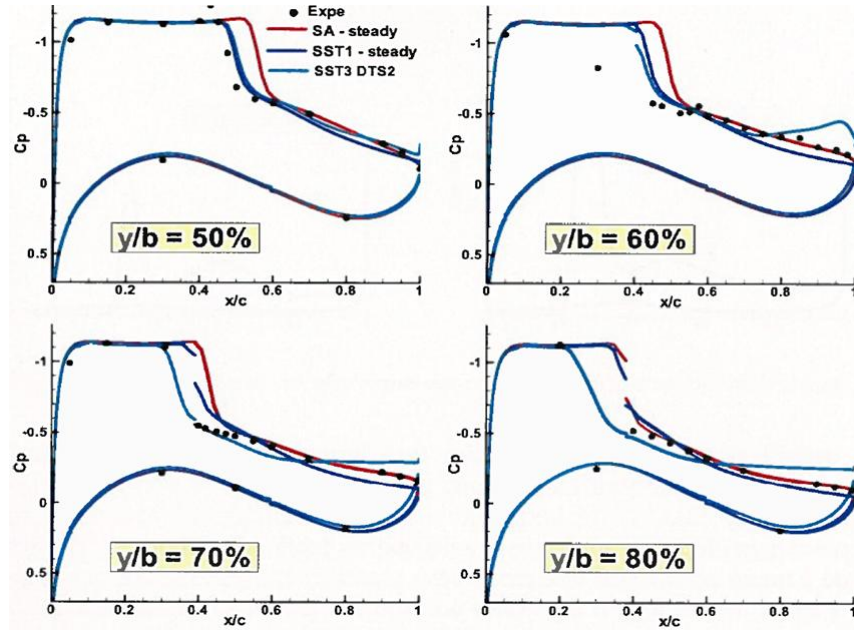


FIG. 5.17: Distributions de pression surfaciques sur l'aile OAT15A des modèles $k-\omega$ SST1 et SST3 pour quatre sections en envergure différentes (Bézar *et al.*, 2009)

Une étude des spectres de pression et une analyse des cohérences entre les signaux de pression instationnaires ont aussi été réalisées par Brunet, l'objectif de cette étude étant de déterminer l'origine des instationnarités captées par le modèle de turbulence. Il a ainsi été observé, pour le modèle SST3, une large surestimation des spectres de pression en basse fréquence par rapport aux mesures (entre 400hz et 1000hz) et une importante sous-estimation en haute fréquence. De même, l'étude des cohérences a montré que la propagation des instabilités modélisées par le modèle SST3 ne se faisait pas suivant l'envergure de l'aile, comme dans le cas expérimental, mais suivant la corde du profil. Ces deux constats ont ainsi permis de conclure sur la nature non physique des instationnarités détectées.

Autres modèles de turbulence L'étude du modèle KKL en instationnaire ne s'est pas montrée très prometteuse. Les coefficients C_z et C_x convergent comme dans un calcul stationnaire, il n'y a donc pas d'instationnarité détectée par ce modèle en 3D pour ce type d'écoulement. Aucune étude n'a été poursuivie en instationnaire avec le modèle DRSM $SSG-\omega$ compte tenu des très mauvais résultats obtenus en stationnaire.

Méthodes hybrides Les premiers résultats obtenus par Brunet et Deck (Brunet et Deck, 2008) en ce qui concerne les distributions de pression sur l'aile OAT15A ont montré une assez bonne concordance avec les données expérimentales. Ainsi, sur la figure 5.18, on remarque que les distributions de pression calculées avec la ZDES fournissent des solutions presque en parfait accord avec les données expérimentales. On observe sur ces résultats d'une part la présence d'un choc très bien localisé avec une intensité comparable à celle des mesures et d'autre part des valeurs de pression dans la zone décollée très bien estimées. De même, il a été observé que la forme moyenne de la zone décollée modélisée par la ZDES est bien prévue. Toutefois, d'autres études menées par Brunet ont aussi montré que la ZDES était moins précise que la méthode RANS (avec le modèle de Spalart-Allmaras) pour des écoulements non décollés, d'où l'importance de connaître la nature de l'écoulement étudié.

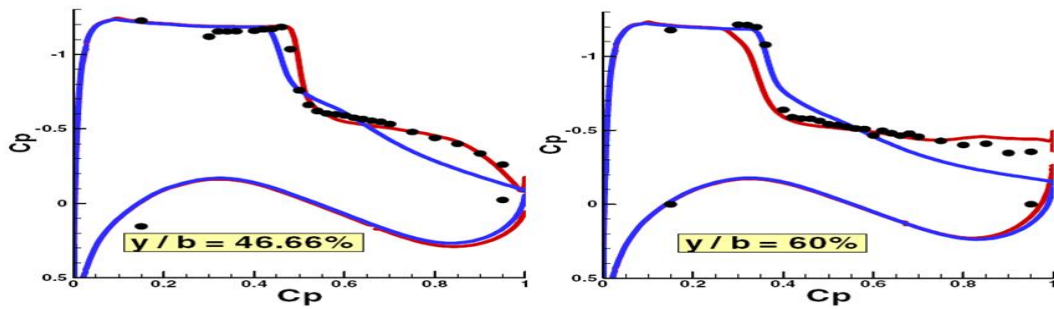


FIG. 5.18: Distributions de pression sur deux sections en envergure dans la zone décollée de l'aile OAT15A. Expérience (en noir), ZDES (en rouge) et SA (en bleu) (Brunet et Deck, 2008)

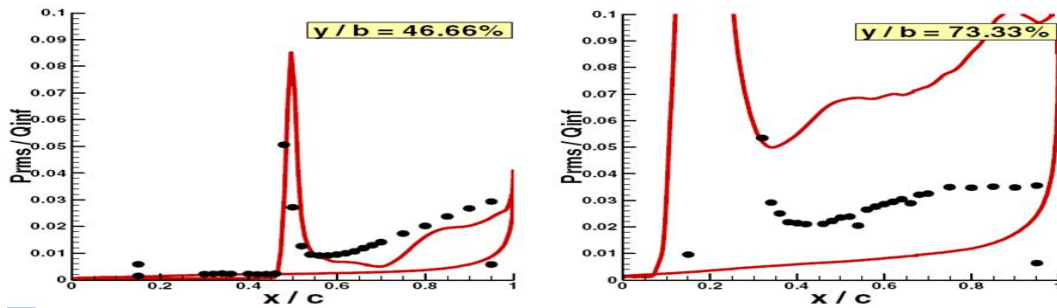


FIG. 5.19: Distribution RMS de pression pour deux sections en envergure dans la zone décollée de l'aile OAT15A. Expérience (en noir), ZDES (en rouge) (Brunet et Deck, 2008)

Les fluctuations de pressions RMS pour deux sections en envergure présentées sur la figure 5.19 confirment bien les résultats observés sur les courbes de pressions. En effet, la figure 5.19 montre que la position du choc est bien prévue et que les fluctuations dans la zone supersonique sont bien représentées. Cependant, on constate que les fluctuations dans la zone localisée après le choc sont largement surestimées sur l'extrémité de l'aile en envergure. L'hypothèse donnée par Brunet pour ce phénomène a été que cela pouvait être dû à un problème de maillage (pas assez fin) ou à un problème dans le modèle.

Une étude a aussi été faite sur les spectres de pression afin de déterminer la nature des instationnarités détectées par la méthode numérique. Nous pouvons ainsi voir sur la figure 5.20 que les pressions modélisées pour les basses fréquences (100 Hz) sont pour les deux sections en envergure fortement surestimées. Brunet affirme d'ailleurs que cette surestimation est sûrement due à un problème de temps de calcul, trop court pour pouvoir modéliser les pressions pour de si basses fréquences. Toujours est-il, nous remarquerons que les spectres délivrés par la ZDES sont bien plus proches de l'expérience que ceux obtenus avec l'approche URANS (Bézar *et al.*, 2010).

L'étude de cette méthode a aussi permis de corroborer le mécanisme du tremblement extrados proposé par Lee. En effet, on observe sur la figure 5.21 (à gauche) l'existence d'une onde, de nature acoustique, se propageant depuis le bord de fuite vers le bord d'attaque. La section faite le long de l'envergure de l'aile sur la figure 5.21 (à droite) nous permet de bien apprécier la propagation de cette onde tout le long de l'envergure.

Conclusion de l'étude en instationnaire Les résultats présentés dans cette partie montrent que le phénomène de tremblement 3D est un phénomène extrêmement difficile à modéliser par les méthodes numériques actuelles du fait de nombreuses limitations existantes, à savoir le volume occupé par les résultats des modèles numériques, le temps de calcul très important et le manque de

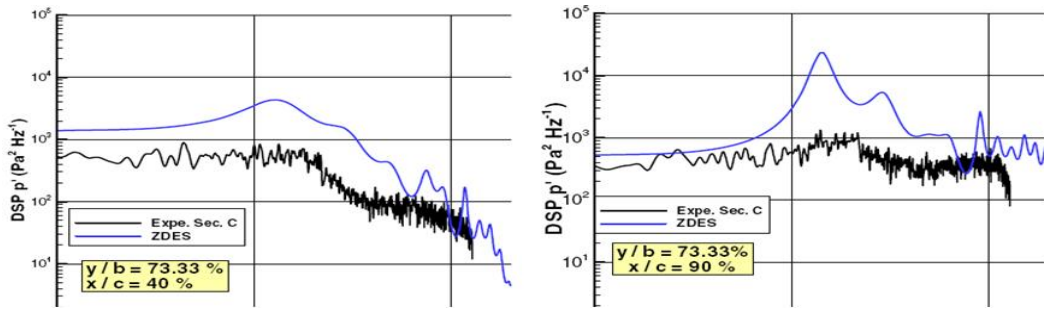


FIG. 5.20: Spectres de pression pour deux sections d'envergure de l'aile OAT15A. Expérience (en noir), ZDES (en bleu) (Brunet et Deck, 2008)

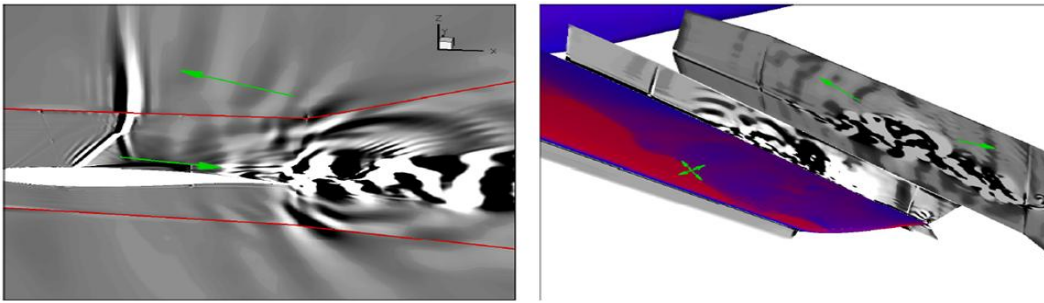


FIG. 5.21: Visualisation des ondes de pression pour la section $y/b=60\%$ (à gauche) et le long de l'envergure (à droite) autour de l'aile OAT15A (Brunet et Deck, 2008)

ressources informatiques.

Cependant, malgré la complexité de cette étude, diverses analyses numériques ont été réalisées dans l'objectif d'étudier les performances des méthodes numériques actuelles. Deux approches ont d'ailleurs été privilégiées dans cette analyse, l'approche RANS et l'approche hybride.

L'étude du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras en 2D montre que le recalage de l'angle d'incidence permet d'améliorer l'estimation de la position moyenne du choc ainsi que les fréquences d'oscillation. Cependant la surface décollée reste globalement sous-estimée avec ce modèle. Ce modèle nécessite de même la prise en compte des effets de paroi de la veine pour capter les instationnarités de l'écoulement. L'étude en 3D a, de son côté, montré que le modèle de Spalart-Allmaras n'était pas apte à être utilisé ; en effet, il n'a pas été en mesure de détecter une quelconque instationnarité dans l'écoulement pour des cas de fortes interaction onde de choc/couche limite.

L'étude du modèle $k - \omega$ de Wilcox en instationnaire a aussi montré des difficultés à représenter la physique du tremblement 2D et 3D du fait de son incapacité à reproduire les instationnarités de l'écoulement. En ce qui concerne le modèle $k - \omega$ SST de Menter, celui-ci ne fournit pas en instationnaire la même qualité de résultats que ceux obtenus en stationnaire : le modèle ne capte aucune instationnarité inhérente à l'écoulement, i.e. aucune fluctuation de C_z , C_x ou de C_p . L'étude 3D en instationnaire a montré d'autre part que les modèles SST "standard", SST1 et SST2 étaient incapable de modéliser, à l'instar du modèle de Spalart-Allmaras, les instationnarités présentes à l'intérieur de l'écoulement. La variante SST3 est la seule à pouvoir le faire. Cependant une étude faite postérieurement a montré que ces instationnarités n'étaient malheureusement pas de nature physique.

Parmi les « autres modèles » étudiés, le modèle KKL en 2D est le modèle qui restitue le mieux, en instationnaire, la fréquence du phénomène, malgré sa tendance à surestimer les fluctuations de pression. En 3D, il n'a pas pu fournir des résultats satisfaisants. Les pressions surfaciques ainsi que la position du choc sont très mal modélisées. On observe notamment la présence d'un décollement de coin dans la jonction fuselage/voilure. L'étude en instationnaire a montré que ce modèle ne détecte aucune instationnarité dans l'écoulement. Le modèle SZL fournit quant à lui des résultats plutôt nuancés en 2D au regard de l'effort de modélisation, cependant les fréquences d'oscillations de l'onde de choc restent relativement bien prévues. Aucune étude de ce modèle n'a été retrouvée en 3D.

Il a également été constaté lors des calculs instationnaires que la prise en compte des parois haute et basse de la soufflerie provoque une augmentation des niveaux d'instationnarité. Autrement dit, les effets de la paroi induisent une augmentation de l'amplitude d'oscillation du choc et une augmentation des intensités de décollement et de recollement. L'approche 2D « conf » reste l'approche la plus exacte pour reproduire les conditions d'essais en 2D car elle permet ainsi une comparaison plus pertinente et une évaluation plus objective des performances des modèles.

En ce qui concerne l'utilisation de la méthode hybride, les résultats des calculs numériques en 2D ont montré quelques avantages de cette méthode. En effet, la ZDES, par exemple, réussit à bien capter les instationnarités de l'écoulement et à bien représenter la physique du phénomène de tremblement pour des cas fortement décollés. Cependant, cette méthode hybride n'a pas que des avantages car la DES de son côté a des difficultés à modéliser le tremblement pour des cas faiblement décollés ; l'amplitude de l'oscillation du choc est surestimée et les fluctuations de pression sur la partie arrière du profil sont amplifiées sous l'impact de structures formées dans le décollement. Ces défauts dans la simulation du choc ont été attribués au choix des paramètres numériques et aux schémas de résolution mais aussi à l'utilisation de la formulation DES délicate pour traiter des écoulements faiblement décollés. L'utilisation de l'approche hybride en 3D montre que les résultats des calculs numériques de la ZDES fournissent de très bons résultats. Les pressions surfaciques ainsi que la position du choc sont très bien estimées. Il a de même été constaté via l'étude des spectres et des cohérences que les instabilités de l'écoulement sont correctement prévues par cette méthode. Toutefois, diverses études restent encore à faire avec la ZDES notamment sur des maillages plus fins.

L'approche hybride permet donc de fournir de très bons résultats avec une interaction onde de choc/couche limite mieux modélisée. Nous remarquerons, de même, que la ZDES est aussi capable de détecter les instationnarités dans l'écoulement. Ceci laisse donc penser que l'approche hybride reste pour le moment la meilleure option pour l'étude de ce phénomène.

Troisième partie

MODÉLISATION DU TREMBLEMENT

Chapitre 6

Développement d'un nouveau modèle pour des cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite

La modélisation du tremblement se fait actuellement grâce au modèle développé par Soumillon basé sur les fonctions de corrélation. En effet, comme il a été montré à la section 4.2.3.2, le modèle de Soumillon permet de déterminer, via l'étude des corrélations entre les signaux, des efforts aérodynamiques instationnaires dans une zone subissant de fortes fluctuations de pression. Ce modèle avait ainsi été validé et appliqué pour des cas de tremblement intrados voilure et des cas de tremblement HTP. Des études réalisées par Havas et présentées dans la section 4.2.3.2 ont néanmoins montré que les résultats obtenus à partir de ce modèle pour le cas du tremblement HTP n'étaient pas suffisamment exacts dans le domaine fréquentiel. Le présent chapitre a pour objectif de présenter une nouvelle méthode de modélisation basée sur des fonctions de cohérence permettant de prévoir avec une très bonne précision les efforts aérodynamiques instationnaires sur différentes parties de l'avion en condition de tremblement.

6.1 Motivations

Plusieurs motivations sont à l'origine du développement d'un nouveau modèle pour les cas de tremblement sur avions civils. En effet, dans la section 4.2.3.2, il a été montré que le modèle de Soumillon présentait d'importantes difficultés à modéliser les cohérences et déphasages entre les différents capteurs de pression instationnaire pour les cas de tremblement HTP. Ceci pouvait ainsi engendrer d'importants problèmes de représentativité du modèle en termes de calcul d'efforts aérodynamiques instationnaires. Les difficultés du modèle de Soumillon qui ont poussé au développement d'un nouveau modèle ont été les suivantes :

- Problème de fiabilité des données utilisées lors du développement du modèle : Comme cela avait été mentionné dans la section 4.2.3.2, le modèle de Soumillon a été développé à partir des données des campagnes intrados voilure. Or ces données ont montré la présence de diverses irrégularités au niveau des mesures de pressions instationnaires liées notamment à la manière dont les capteurs ont été installés. En effet, comme expliqué dans l'annexe B, l'installation en cavité des capteurs de pression instationnaire utilisée lors des campagnes d'essais intrados voilure engendrait divers problèmes de mesure du fait de la présence d'une cavité, perturbant ainsi non seulement les mesures des pressions en amplitude mais également les mesures en déphasages et cohérences. Le modèle de Soumillon étant basé sur les données intrados voilure, ceci pourrait expliquer les différences observées lors de l'application du modèle dans la section

4.2.3.2 sur des données des campagnes HTP, de bien meilleure qualité que celles des campagnes intrados voilure.

- Manque de représentativité physique des phénomènes : Le modèle n'a pas été développé de manière à prendre en compte la nature convective de l'écoulement pour les cas de tremblement intrados voilure et HTP. En effet, l'étude des déphasages dans la section 4.2.3.2 a montré que dans le domaine fréquentiel aucune vraie dépendance linéaire de la phase n'était modélisée par le modèle. Des vitesses de propagation étaient par conséquent difficiles à estimer. Ainsi, sans une bonne modélisation du déphasage entre ces capteurs, l'estimation des efforts aérodynamiques instationnaires risque d'être faussée. Il en est de même pour les cohérences.
- Erreur numérique engendrée par les multiples changements de domaine : Le modèle de Soumillon utilise de nombreuses transformations permettant d'aller du domaine temporel au fréquentiel et vice versa, générant ainsi une erreur au niveau de l'amplitude de l'effort final.

Il est ainsi nécessaire d'introduire un nouveau modèle permettant de mieux représenter la physique du phénomène de tremblement et de mieux estimer les efforts aérodynamiques instationnaires générés par la présence d'instationnarités dans l'écoulement. Le modèle qui sera présenté par la suite cherchera donc à pallier les problèmes rencontrés dans le modèle de Soumillon et à donner une meilleure représentation des efforts aérodynamiques instationnaires présents dans l'écoulement.

6.2 Description de la méthode de modélisation

Trois grandeurs doivent être modélisées afin de pouvoir estimer, via le modèle de cohérence, les efforts aérodynamiques instationnaires présents sur la structure. Ces grandeurs sont les PSD de pression, les cohérences et les déphasages entre les différents signaux de pression instationnaire. Il est important de souligner que ce modèle n'est conçu que pour être appliqué à des écoulements subissant de fortes fluctuations de pression.

Modélisation des PSD La modélisation des PSD de pression passe avant tout par la définition de fonctions d'interpolations permettant de recréer à partir de certaines données de pression existantes l'amplitude des spectres de pression à l'intérieur de toute la zone excitée par l'écoulement. Alors que Soumillon utilisait des interpolations linéaires, des interpolations linéaires ou cubiques seront utilisées ici ; le choix dépend principalement de l'évolution de l'amplitude des PSD de pression observée. Une interpolation cubique est ainsi utilisée pour les cas de tremblement de l'empennage horizontal et intrados voilure et une interpolation linéaire est utilisée pour le cas de tremblement APF. Pour les cas de tremblement extrados, la modélisation des PSD est tout autre. Elle dépend en effet de la zone dans laquelle on se place (i.e. zone du choc ou zone décollée). Une description plus détaillée de cette modélisation des PSD sera présentée dans le chapitre 7.

Modélisation des cohérences La modélisation des cohérences entre les différents signaux de pression instationnaire dans ce modèle s'inspire du modèle de Corcos (Corcos, 1963, 1964). Corcos s'était en effet intéressé à l'étude des fluctuations de pression à l'intérieur d'écoulements cisailés dans le but de comprendre l'évolution des pressions instationnaires mesurées par les capteurs. Par analogie au modèle développé par Corcos, les cohérences entre les signaux mesurés à l'intérieur des zones excitées par l'écoulement sont définies de la manière suivante (David, 2010) :

$$\gamma_{i,j}(f, \Delta x_{i,j}, \Delta y_{i,j}) = e^{-2\pi f \frac{|\Delta x_{i,j}|}{\alpha_c(f)}} e^{-2\pi f \frac{|\Delta y_{i,j}|}{\beta_c(f)}} \quad (6.1)$$

avec f la fréquence, $\Delta x_{i,j}$ la distance longitudinale entre les capteurs i et j , $\Delta y_{i,j}$ la distance transversale entre les capteurs i et j , α_c le coefficient longitudinal de Corcos et β_c le coefficient transversal

de Corcos.

Les coefficients de Corcos sont ainsi définis de la manière suivante :

$$\alpha_c(f) = -2\pi f \frac{|\Delta x_{i,j}|}{\ln(\gamma(f, \Delta x_{i,j}))} \quad (6.2)$$

$$\beta_c(f) = -2\pi f \frac{|\Delta y_{i,j}|}{\ln(\gamma(f, \Delta y_{i,j}))} \quad (6.3)$$

En ce qui concerne la définition des coefficients de Corcos, David (David, 2010) avait montré qu'en traçant les $\Delta x_{i,j}$ (respectivement $\Delta y_{i,j}$) entre les capteurs en fonction des $\ln(\gamma_{i,j}(f, \Delta x_{i,j}))$ (respectivement $\ln(\gamma_{i,j}(f, \Delta y_{i,j}))$) pour le cas d'un écoulement décollé à fréquence fixé, de type décollement HTP, une dépendance linéaire entre ces deux paramètres apparaissait. Une constante suivant chacune des directions, indépendante du couple de capteurs étudié et uniquement dépendante de la fréquence pouvait ainsi être définie. Ceci permet donc d'obtenir, en considérant que le rapport de $\Delta x_{i,j}$ avec $\ln(\gamma_{i,j}(f, \Delta x_{i,j}))$ donne une constante dépendante de la fréquence, des coefficients de Corcos dépendant finalement que de la fréquence.

Les coefficients de Corcos sont calculés à partir des données fournies par les capteurs de pression instationnaire. Des expressions plus adaptées à chaque type de tremblement seront présentées par la suite à partir des équations (6.2) et (6.3).

Modélisation de la phase Les études réalisées dans les sections 2.1.3, 2.2.3 et 2.3.3 ont montré que la phase et la fréquence étaient deux grandeurs fortement dépendantes. En effet, les études réalisées sur l'HTP, l'APF et l'intrados voilure avaient montré l'existence d'une dépendance linéaire entre la phase et la fréquence permettant de définir des vitesses de convection suivant la direction de propagation de l'écoulement. La phase est modélisée de la manière suivante :

$$\phi_{i,j}(f, \Delta x_{i,j}, \Delta y_{i,j}) = 2\pi f \left(\frac{\Delta x_{i,j}}{V_{px}} + \frac{\Delta y_{i,j}}{V_{py}} \right) \quad (6.4)$$

où f est la fréquence, $\Delta x_{i,j}$ la distance longitudinale entre les capteurs i et j , $\Delta y_{i,j}$ la distance transversale entre les capteurs i et j , V_{px} la vitesse de propagation des tourbillons suivant l'axe longitudinal et V_{py} la vitesse de propagation des tourbillons suivant l'axe transverse.

Calcul de l'effort aérodynamique instationnaire Ces grandeurs modélisées permettent de calculer les CSD de pression via l'expression suivante :

$$CSD_{i,j}(f, \Delta x_{i,j}, \Delta y_{i,j}) = \gamma_{i,j} \sqrt{PSD_i PSD_j} e^{i\phi} \quad (6.5)$$

puis de déterminer la PSD d'effort aérodynamique à l'intérieur de l'écoulement instationnaire via la formule :

$$PSD_{effort}(f) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n CSD_{i,j} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (6.6)$$

avec \vec{S} un vecteur représentant la surface associée aux capteurs de pression instationnaire correspondants au point i et au point j , situés dans l'écoulement excité. Il est important de noter que pour le calcul de la PSD d'effort, seules les parties réelles des CSD sont prises en compte dans la mesure où les parties imaginaires se compensent entre elles. Ainsi, une bonne estimation de la partie réelle de ces CSD sera nécessaire à une bonne modélisation de l'effort instationnaire.

6.3 Avantages du nouveau modèle

Le modèle de cohérence possède principalement trois avantages par rapport au modèle de corrélation présenté dans la section 4.2.3.2 :

- Le modèle de cohérence permet une meilleure représentation de la physique présente à l'intérieur de décollements, fournissant également une meilleure estimation des PSD, des cohérences et déphasages entre les différents capteurs de pression instationnaire.
- Le modèle de cohérence ne nécessite pas de calculer autant de transformées de Fourier et de transformées de Fourier inverses que le modèle de corrélation. Par conséquent, le modèle de cohérence permet d'obtenir un gain considérable en temps de calcul par rapport à la méthode de Soumillon.
- Le besoin de toujours effectuer de nombreuses transformées de Fourier et transformées de Fourier inverse dans le modèle de Soumillon peut également affecter la précision du résultat final. En effet, l'erreur numérique induite par ces transformations est beaucoup plus importante pour le modèle de corrélation que pour le modèle de cohérence.

6.4 Processus de validation du modèle

La validation du modèle de cohérence dans toute la suite de ce mémoire s'effectuera uniquement à partir de capteurs de pression instationnaire, des campagnes d'essais présentées dans le chapitre 2 et 3, situés à l'intérieur des régions présentant d'importantes fluctuations de pression. Ces régions seront pour les cas de tremblement HTP et intrados voilure les décollements, pour les cas de tremblement APF, la couche de mélange et pour le cas de tremblement extrados voilure la zone comprenant le choc et le décollement sur l'extrados voilure. Cette validation sera réalisée en trois étapes :

- Validation du modèle d'interpolation des PSD de pression instationnaire : Dans cette étape, l'idée est d'utiliser des données d'un nombre très limité de capteurs de pression instationnaire existant lors des essais afin de modéliser les PSD via des fonctions d'interpolation ou d'extrapolation. Pour chaque capteur, on compare la PSD mesurée expérimentalement à celle reconstruite à partir de capteurs voisins, afin d'évaluer la précision de l'interpolation.
- Validation de la modélisation des cohérences et phases : Comme précédemment, pour chaque paire de capteurs, les cohérences et phases mesurées sont comparées à celles modélisées par les équations (6.1) et (6.4).
- Validation des CSD de pression et PSD d'efforts aérodynamiques : Une validation est finalement faite sur les CSD de pression, terme qui intervient directement dans le calcul de l'effort aérodynamique puis sur les PSD d'effort. L'objectif de cette étape est ainsi de valider le processus intégral de modélisation en utilisant un nombre de données égales à celui existant expérimentalement.

Il est important de noter qu'une comparaison des résultats sera également faite avec le modèle de Soumillon pour les cas de tremblement HTP et intrados voilure. Aucune comparaison ne sera faite sur les autres cas de tremblement dans la mesure où il n'existe actuellement aucune adaptation du modèle de Soumillon pour les autres types de tremblement.

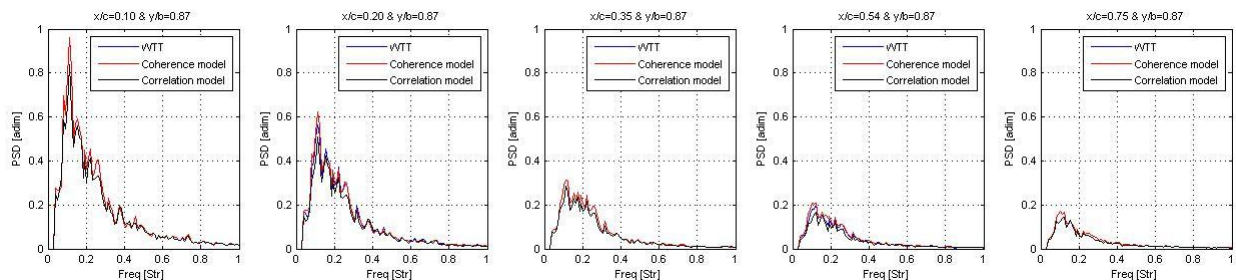
6.5 Application du nouveau modèle à des cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite

Cette section est consacrée à la validation du nouveau modèle dit "modèle de cohérence" décrit dans la partie précédente pour trois types de tremblement sans interaction onde de choc/couche

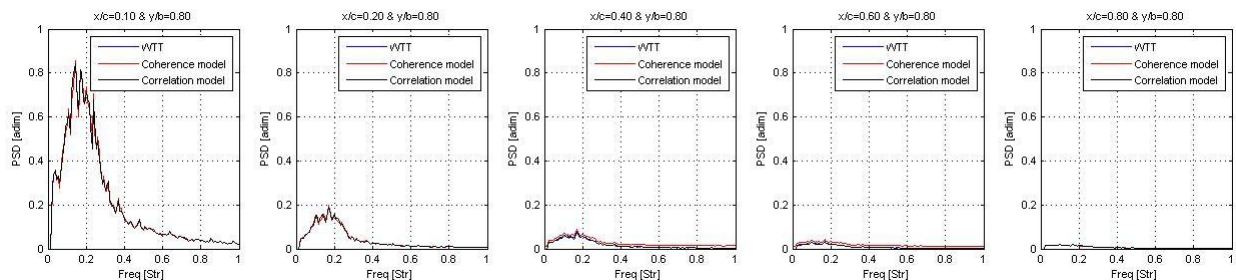
limite. La validation sur le tremblement HTP, intrados voilure et APF sera ainsi effectuée, en portant une attention particulière à la modélisation des PSD de pression, des cohérences ainsi que des déphasages entre les différents capteurs de pression instationnaire. Nous aborderons en détail la méthode utilisée pour le calcul des coefficients de Corcos pour chacun des cas mentionnés et nous évaluerons la pertinence de cette modélisation en fonction des résultats obtenus par rapport aux valeurs expérimentales.

6.5.1 Validation du modèle sur l'HTP

Validation de la modélisation des PSD de pression La méthodologie utilisée pour la modélisation des PSD de pression dans le modèle de cohérence est similaire à celle développée par Soumillon (Soumillon, 2002). La différence principale entre le modèle de cohérence et le modèle de corrélation réside dans le fait que, au lieu d'utiliser une simple interpolation linéaire pour estimer les amplitudes de ces PSD de pression en corde et en envergure comme dans le modèle de corrélation, on réalise une interpolation cubique en corde et une interpolation linéaire en envergure. Ces méthodes d'interpolations ont été choisies grâce à l'étude réalisée dans la section 2.1.3 dans laquelle il avait été observé que les PSD suivaient une décroissance en amplitude rapide et progressive pouvant ainsi être mieux représentée via une interpolation cubique que linéaire. Les résultats obtenus par ce modèle modifié sont présentés sur la figure 6.1. Les courbes tracées sont représentatives de celles obtenues sur tous les points d'essais testés. Les PSD de pression expérimentale sont tracées sur cette figure en bleu, les PSD de pression modélisées via le modèle de cohérence en rouge et les PSD de pression modélisées via le modèle de corrélation en noir. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les amplitudes des PSD de pression.



(a) Courbes de PSD de pression tracées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne n°1



(b) Courbes de PSD de pression tracées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne n°2

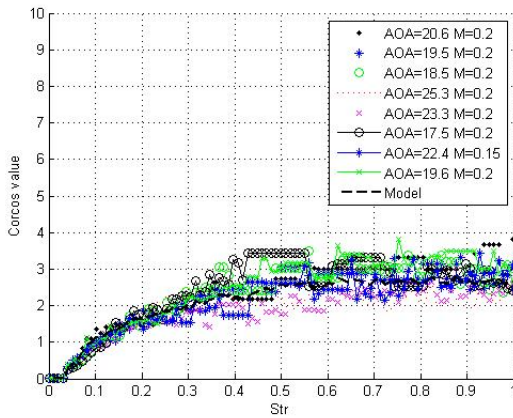
FIG. 6.1: Comparaison des PSD de pression modélisées et expérimentales pour les deux campagnes HTP

Les deux modèles donnent sur cette figure des résultats globalement semblables. En effet, la modélisation des PSD de pression via le modèle de cohérence induit une erreur légèrement plus faible que celle des PSD modélisées via le modèle de corrélation.

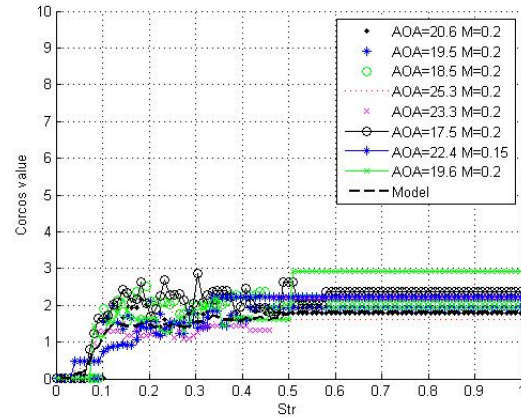
Définition des coefficients de Corcos La définition des coefficients de Corcos ne peut se faire que lorsque la campagne d'essai dispose d'au moins deux capteurs de pression instationnaire. Les paramètres principaux nécessaires au calcul de ces coefficients sont d'une part les cohérences (estimées à partir des données fournies par les capteurs de pression utilisés pour l'application du modèle) et d'autre part la distance entre ces capteurs. Les coefficients de Corcos calculés pour différents points d'essais de la campagne d'essais sur empennage en T (campagne HTP n°1) sont tracés sur la figure 6.2. Ces coefficients ont été obtenus à partir des équations (6.2) et (6.3). Il est à noter qu'un seul coefficient de Corcos a été obtenu pour chaque point d'essai. Les courbes obtenues dans le sens de la corde se trouvent à gauche, celles dans le sens de l'envergure à droite. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne la valeur du coefficient.

Deux caractéristiques des coefficients de Corcos pour les cas de tremblement HTP peuvent être observées :

- Les coefficients de Corcos sont des courbes globalement croissantes : Ceci s'observe clairement sur la figure 6.2 pour les deux directions d'écoulement considérées. Il est important de souligner que les valeurs au-dessus du nombre de Strouhal de 0,5 ne sont pas toujours utiles. Ainsi lorsque ces coefficients ne peuvent plus être calculés correctement pour des fréquences supérieures à un nombre de Strouhal de 0,5, leurs valeurs sont considérées comme constantes.
- Les différents coefficients de Corcos calculés à partir des différents points d'essais sont similaires, non seulement en termes de forme mais également en termes de valeurs, plus particulièrement dans la zone située à des fréquences proches de celles caractéristiques du tremblement (nombre de Strouhal de 0,1 à 0,3). Deux "coefficients principaux" de Corcos peuvent donc être définis à partir de toutes ces courbes, un selon la corde et un selon l'envergure. Ces deux coefficients sont définis comme la valeur moyenne des coefficients de Corcos tracés sur la figure 6.2. Il est important de noter que l'erreur relative obtenue entre le coefficient de Corcos moyen et les coefficients de Corcos estimés à chaque point d'essai est assez faible dans la zone située à proximité de la fréquence principale de tremblement (environ 10% d'erreur en moyenne).



(a) Coefficients de Corcos calculés à partir des données suivant la corde de la campagne HTP n°1

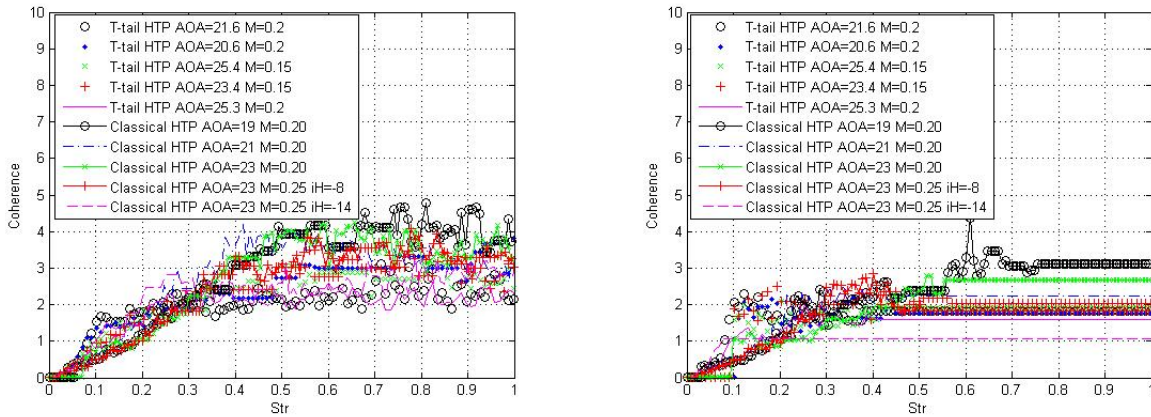


(b) Coefficients de Corcos calculés à partir des données suivant l'envergure de la campagne HTP n°1

FIG. 6.2: Coefficients de Corcos calculés pour la campagne HTP n°1

Une comparaison de ces coefficients est également présentée sur la figure 6.3 dans laquelle se trouvent tous les coefficients de Corcos des deux campagnes d'essai HTP. À gauche de cette figure se trouvent les coefficients de Corcos déterminés pour différents points d'essais le long de l'axe longitudinal et à droite ceux calculés le long de l'axe transverse. L'axe des abscisses donne les

valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées l'amplitude de ces coefficients de Corcos.



(a) Coefficients de Corcos calculés suivant la corde pour les deux campagnes HTP

(b) Coefficients de Corcos calculés suivant l'envergure pour les deux campagnes HTP

FIG. 6.3: Comparaison entre les coefficients de Corcos des différentes campagnes

Les coefficients de Corcos ont des valeurs très proches, que ces coefficients soient issus de la campagne HTP n°1 ou de la campagne HTP n°2. Ce résultat est d'autant plus surprenant que les géométries de l'HTP entre ces campagnes sont très différentes. Il semble donc possible d'envisager, pour les cas de tremblement HTP, l'existence d'un coefficient de Corcos "universel" pouvant être utilisé pour modéliser les cohérences entre les capteurs indépendamment de la géométrie de l'HTP et des conditions amont de l'écoulement. Néanmoins, cette dernière hypothèse reste pour l'instant difficile à valider dans la mesure où seulement deux campagnes d'essais en soufflerie ont été utilisées pour effectuer cette hypothèse. Une troisième campagne bien instrumentée pourrait par conséquent s'avérer nécessaire pour corroborer ou non cette observation.

La comparaison établie entre les coefficients moyens de Corcos des deux campagnes HTP n'a pas montré de différences significatives. Les erreurs relatives estimées entre ces deux coefficients moyens est de l'ordre de 10% en moyenne. L'hypothèse du coefficient de Corcos universel n'étant pas totalement vérifiée, les valeurs des coefficients de Corcos utilisées dans le modèle de cohérence tout au long de cette étude sur l'HTP seront les valeurs moyennes pour chaque campagne spécifique. L'expression de ces coefficients s'écrit :

En corde,

$$\alpha_c = -\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \frac{1}{\ln(\gamma_j(f, \Delta x))} 2\pi f |\Delta x| \quad (6.7)$$

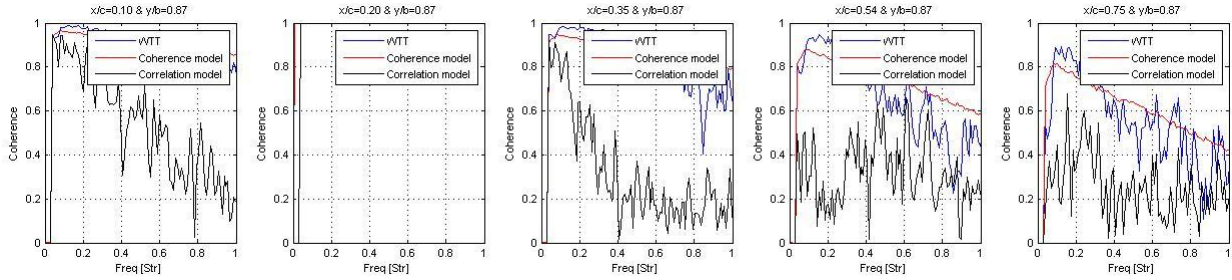
En envergure,

$$\beta_c = -\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \frac{1}{\ln(\gamma_j(f, \Delta y))} 2\pi f |\Delta y| \quad (6.8)$$

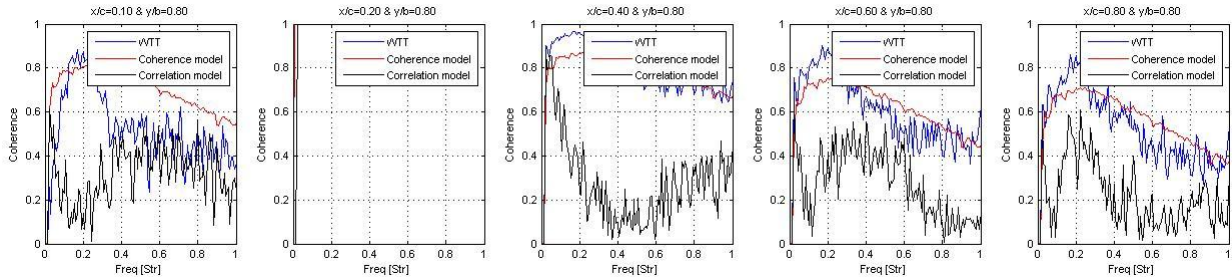
où n représente le nombre de points d'essai considérés lors d'une campagne d'essai HTP, Δx la distance longitudinale des capteurs en corde, Δy la distance transversale des capteurs en envergure, f la fréquence et γ les cohérences entre les capteurs.

Validation de la modélisation des cohérences Dans cette partie, les valeurs des cohérences entre les capteurs ont été comparées afin d'évaluer si le modèle de cohérence fournit ou non une

bonne approximation des données expérimentales. Par souci de simplicité, seule une comparaison suivant la corde sera présentée. Cette comparaison est représentative aussi de ce qui se passe en envergure. La figure 6.4 présente l'évolution des cohérences obtenues à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal. Le capteur de référence est pris à $x/c = 20\%$. Les résultats issus du modèle de cohérence sont tracés en rouge, ceux issus du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des cohérences.



(a) Cohérences tracées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne HTP n°1

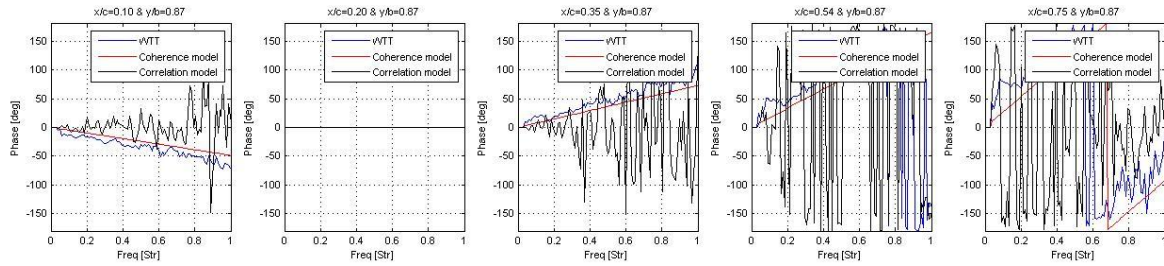


(b) Cohérences tracées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne HTP n°2

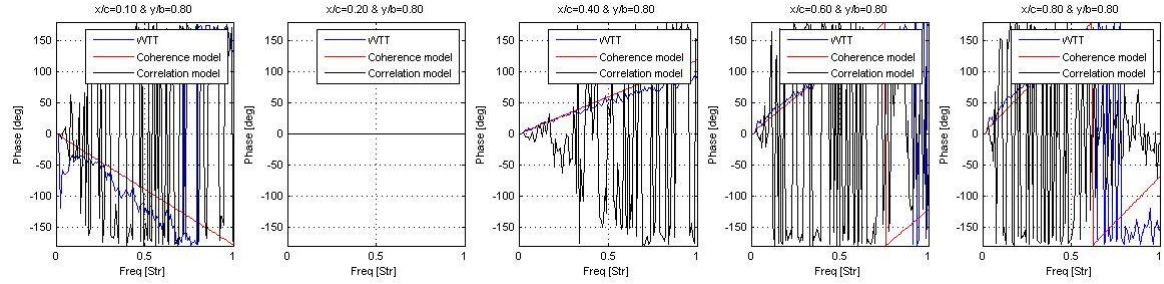
FIG. 6.4: Comparaison des cohérences entre différents couples de capteurs pour deux campagnes HTP

Il peut être observé sur cette figure que le modèle de corrélation sous-estime de manière significative les valeurs des cohérences entre les capteurs de pression, notamment sur la bande de fréquences caractéristiques du tremblement. Cela signifie essentiellement que, dans ce modèle de corrélation, le lien entre les capteurs disparaît rapidement avec la distance même pour les échelles les plus importantes. En ce qui concerne le modèle de cohérence, celui-ci semble globalement donner d'assez bons résultats, tant en amplitude qu'en fréquence, même si les valeurs sont parfois un peu sous-estimées sur la bande de fréquences caractéristiques du tremblement. Le modèle de cohérence surestime également les cohérences pour des nombres de Strouhal supérieurs à 0,7. Ce constat n'affecte cependant en rien le modèle dans la mesure où les fréquences auxquelles on s'intéresse pour le phénomène de tremblement se situent à des nombres de Strouhal inférieurs à 0,5.

Validation de la modélisation des phases La modélisation des déphasages est également importante dans la mesure où elle fournit des informations sur le sens de propagation des tourbillons et leurs vitesses. Par souci de simplicité, seule une comparaison suivant la corde sera présentée. Cette comparaison est représentative aussi de ce qui se passe en envergure. La figure 6.5 présente l'évolution des déphasages obtenus à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal pour la campagne d'essai HTP n°1 (figure 6.5, (a)) et la campagne d'essai n°2 (figure 6.5, (b)). Le capteur de référence est pris à $x/c = 20\%$. Les résultats issus du modèle de



(a) Déphasages tracés suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne n°1



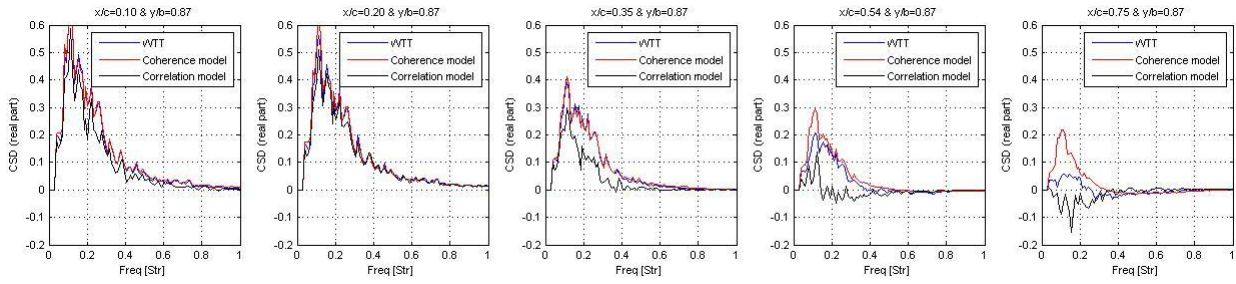
(b) Déphasages tracés suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne n°2

FIG. 6.5: Comparaison des déphasages entre différents couples de capteurs pour les deux campagnes HTP

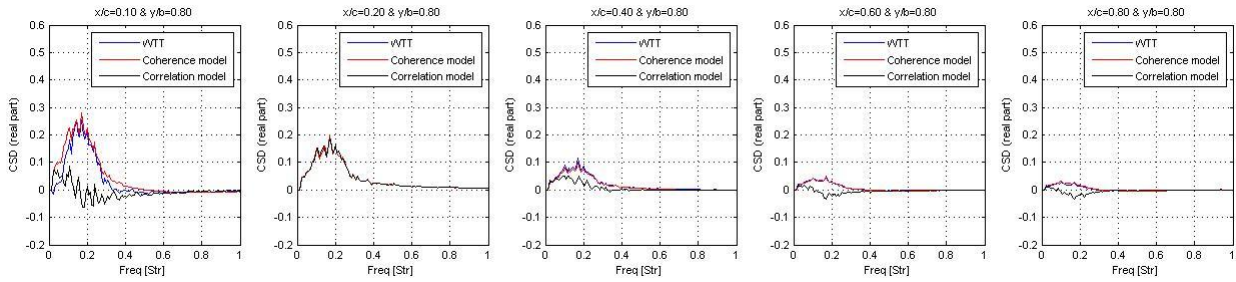
cohérence sont tracés en rouge, ceux issus du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des déphasages.

Le modèle de corrélation présente d'importantes difficultés à prévoir les déphasages entre les capteurs situés le long de l'axe longitudinal. Une étude effectuée sur l'axe transverse a aussi montré le même problème. Ce résultat fait donc part des limites du modèle développé par Soumillon en termes de modélisation des phases. Ce modèle montre d'importantes difficultés à reproduire la physique du phénomène de tremblement. Le modèle de cohérence, quant à lui, donne des résultats bien plus en accord avec les données expérimentales. En effet, la pente des déphasages entre les capteurs est bien respectée tout comme le sens de propagation des instationnarités. Le modèle de cohérence semble donc capable de mieux représenter la physique à l'intérieur de la surface décollée de l'HTP par rapport au modèle de corrélation ; cela aura évidemment une incidence directe sur le calcul des efforts instationnaires.

Validation de la modélisation des CSD Comme cela a été mentionné à la section 6.2 page 139, le paramètre ayant le plus d'influence sur le calcul de l'effort aérodynamique instationnaire est la partie réelle de la CSD de pression. Comme précédemment, seule une comparaison suivant la corde sera présentée dans ce paragraphe. Cette comparaison est aussi représentative de ce qui se passe en envergure. La figure 6.6 présente l'évolution de la partie réelle des CSD obtenue à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal par la campagne d'essai HTP n°1 (figure 6.6, (a)) et la campagne HTP n°2 (figure 6.6, (b)). Le capteur de référence est pris à $x/c = 20\%$ Les résultats issus du modèle de cohérence sont tracés en rouge, ceux issus du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquences et l'axe des ordonnées donne les valeurs de la partie réelle des CSD de pression.



(a) CSD (partie réelle) tracées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne n°1



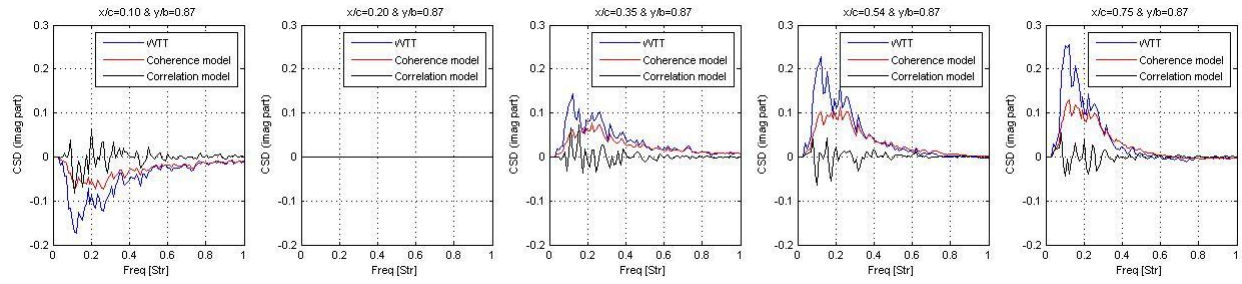
(b) CSD (partie réelle) tracées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne n°2

FIG. 6.6: Comparaison des CSD (partie réelle) entre différents couples de capteurs pour les deux campagnes HTP

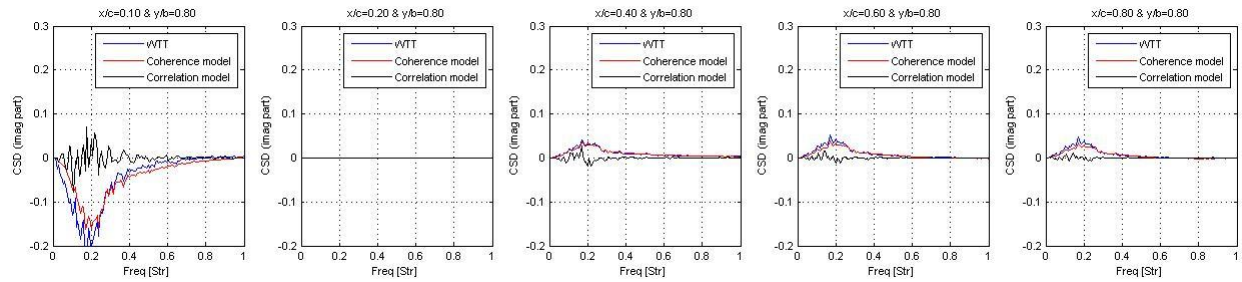
Le modèle de corrélation présente des difficultés à correctement modéliser les CSD de pression le long de l'axe longitudinal. Les études effectuées le long de l'axe transverse ont également montré le même problème. En effet, les amplitudes sont sous-estimées et les fréquences pas toujours bien modélisées. Ceci n'est en soi pas une surprise dans la mesure où les erreurs engendrées par le modèle sur les CSD de pressions ne sont qu'une conséquence des erreurs présentes lors de la modélisation des cohérences et des phases. Le modèle de cohérence, quant à lui, tend à légèrement surestimer les valeurs des parties réelles des CSD de pression. Le contenu fréquentiel est lui aussi très proche de celui des CSD expérimentales. Le modèle de cohérence semble donc bien être plus adéquat à la modélisation de la partie réelle de la CSD de pression que le modèle de corrélation sur des cas de tremblement HTP.

En ce qui concerne la partie imaginaire de la CSD, elle semble au premier abord inutile dans la mesure où elle n'a pas d'impact sur le calcul de la PSD d'effort, néanmoins cette grandeur nécessite aussi d'être prise en compte lorsqu'une étude structurale est envisagée. C'est la raison pour laquelle cette grandeur sera aussi analysée dans ce mémoire. La figure 6.7 présente l'évolution de la partie imaginaire des CSD de pression obtenue à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal pour la campagne d'essai HTP n°1 (figure 6.7, (a)) et la campagne HTP n°2 (figure 6.7, (b)). Les résultats issus du modèle de cohérence sont tracés en rouge, ceux issus du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs de la partie imaginaire des CSD de pression. Ces résultats sont représentatifs des résultats obtenus pour tous les cas testés.

La partie imaginaire calculée à partir du modèle de corrélation est presque nulle en amplitude et ne permet pas de déterminer une fréquence caractéristique de l'écoulement. Ce résultat est très différent de celui observé expérimentalement via les mesures des capteurs de pression instationnaire. Le même résultat est obtenu le long de l'axe transverse. Le modèle de corrélation ne semble donc a



(a) CSD (partie imaginaire) tracées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne n°1



(b) CSD (partie imaginaire) tracées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne n°2

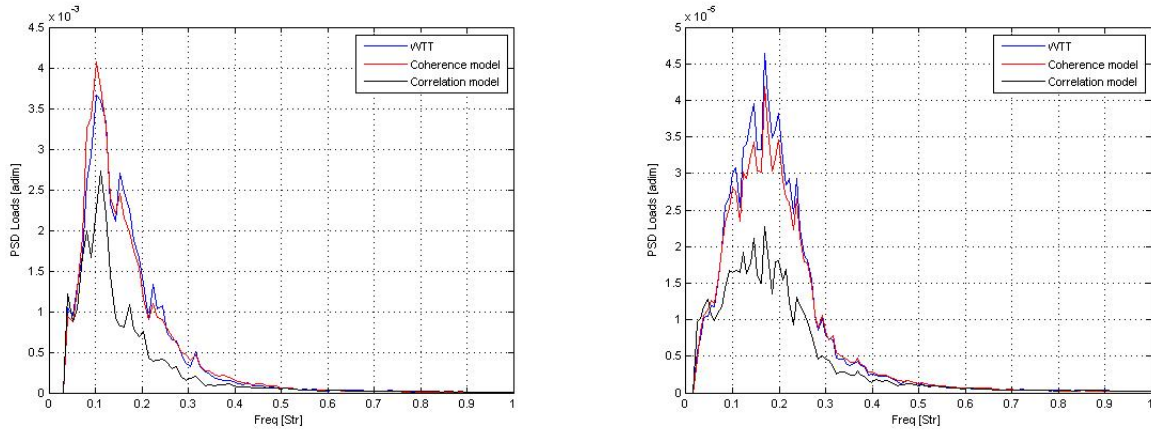
FIG. 6.7: Comparaison des CSD (partie imaginaire) entre des couples de capteurs des différentes campagnes HTP

priori pas en mesure de modéliser les parties imaginaires des CSD de pression à l'intérieur de la zone décollée sur l'HTP. Le modèle de cohérence, quant à lui, modélise bien mieux la partie imaginaire de cette grandeur, avec une meilleure estimation en amplitude et en contenu fréquentiel.

Validation de la modélisation des efforts aérodynamiques Le calcul de l'effort instationnaire aérodynamique est réalisé en prenant en compte l'interaction (en corde et en envergure) entre tous les capteurs de pression situés à l'intérieur de la surface décollée. La figure 6.8 montre les PSD d'efforts tracées à partir des données de la campagne HTP n°1 (figure 6.8, (a)) et de la campagne HTP n°2 (figure 6.8, (b)) à l'intérieur de la zone de décollement. Sur chacune de ces figures les efforts expérimentaux sont tracés en bleu, les efforts modélisés via le modèle de cohérence en rouge et les efforts modélisés via le modèle de corrélation en noir. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des PSD d'efforts.

Le modèle de corrélation sous-estime de manière assez significative les efforts aérodynamiques engendrés par le décollement sur l'HTP des deux campagnes d'essais. En effet, on observe qu'un écart important en amplitude apparaît entre les données expérimentales et ce modèle. En ce qui concerne le contenu spectral de ces efforts, celui-ci ne semble pas être significativement affecté. Le modèle de cohérence, quant à lui, est en mesure de modéliser avec précision les efforts pour les deux campagnes d'essais HTP. Ainsi l'information en termes d'efforts semble se conserver tant du point de vue de l'amplitude que du point de vue de la forme.

L'erreur relative en RMS d'effort suivant le modèle de tremblement étudié est en moyenne inférieure à 10% pour le modèle de cohérence et de 20% pour le modèle de corrélation. Cette dernière étude confirme bien la pertinence du modèle de cohérence par rapport au modèle de corrélation dans la modélisation du phénomène de tremblement HTP.



(a) PSD d'effort tracée à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne HTP n°1

(b) PSD d'effort tracée à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne HTP n°2

FIG. 6.8: Comparaison des PSD d'efforts pour les deux campagnes HTP

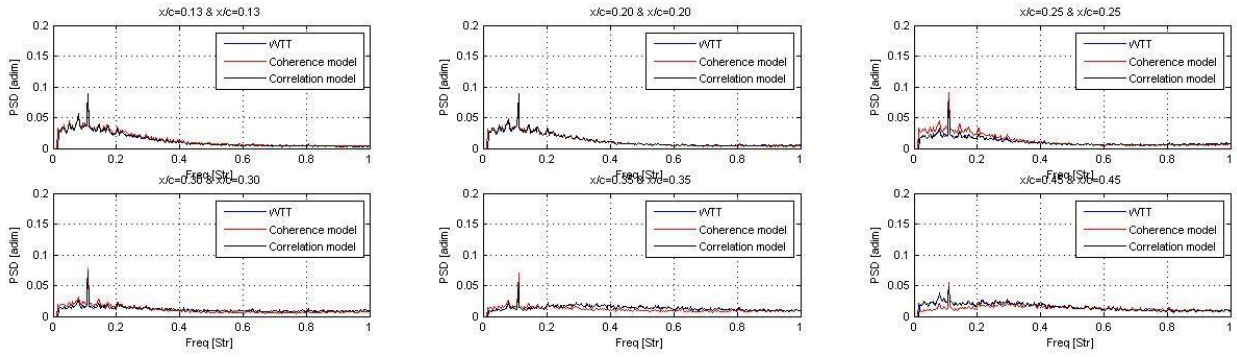
Conclusion de l'étude sur l'HTP Cette partie a montré les différents résultats obtenus à partir des données fournies par la modélisation des cohérences et la modélisation des corrélations. La reconstitution des efforts aérodynamique instationnaire est réalisée en trois étapes : les amplitudes de pression sont tout d'abord établies via des fonctions d'interpolation simples. Les fonctions de cohérence sont par la suite définies pour corrélérer les différents signaux modélisés. La dernière étape modélise les déphasages. Ces trois paramètres sont enfin combinés pour ensuite être intégrés sur la surface d'étude et donner la PSD d'effort.

Le modèle de corrélation a montré d'importantes difficultés à représenter avec précision les retards de phase et les valeurs de cohérence sur l'HTP. Les efforts instationnaires ont également été mal modélisés sans exception. Les calculs des erreurs relatives confirment cette observation. Les résultats obtenus avec le modèle de cohérence sont quant à eux plutôt bons. Les cohérences et les déphasages entre les capteurs sont bien modélisés sur l'HTP. La prévision des efforts instationnaires pour l'ensemble des cas étudiés est assez précise en comparaison à celle des efforts modélisés par le modèle de corrélation (moins de 10% d'erreur relative entre les données des essais en soufflerie et le modèle de cohérence). Le modèle de cohérence a en outre été en mesure de démontrer l'existence potentielle d'un coefficient universel appelé coefficient de Corcos indépendamment des conditions amont de l'écoulement. D'autres hypothèses peuvent être réalisées sur ces coefficients, néanmoins des études supplémentaires sont nécessaires.

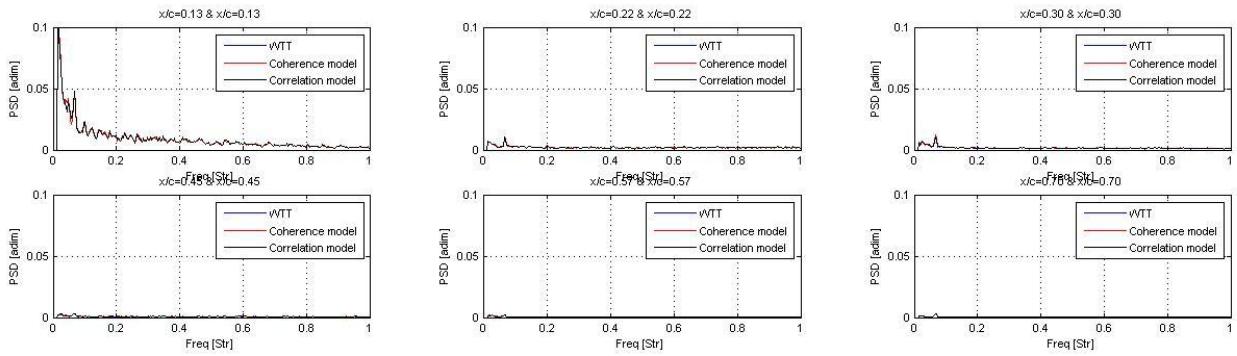
6.5.2 Validation du modèle sur l'intrados voilure

Validation de la modélisation des PSD de pression La modélisation des PSD de pression est effectuée suivant la même méthode que celle décrite dans la partie 6.5.1. La figure 6.9 présente les PSD de pression obtenues à partir des modèles de tremblement et des données expérimentales pour les deux campagnes d'essais intrados voilure. Les résultats issus du modèle de cohérence sont tracés en rouge, ceux obtenus à partir du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des PSD.

L'interpolation cubique des PSD le long de l'axe longitudinal donne de manière globale de bons



(a) Courbes des PSD de pression tracées à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne intrados n°1



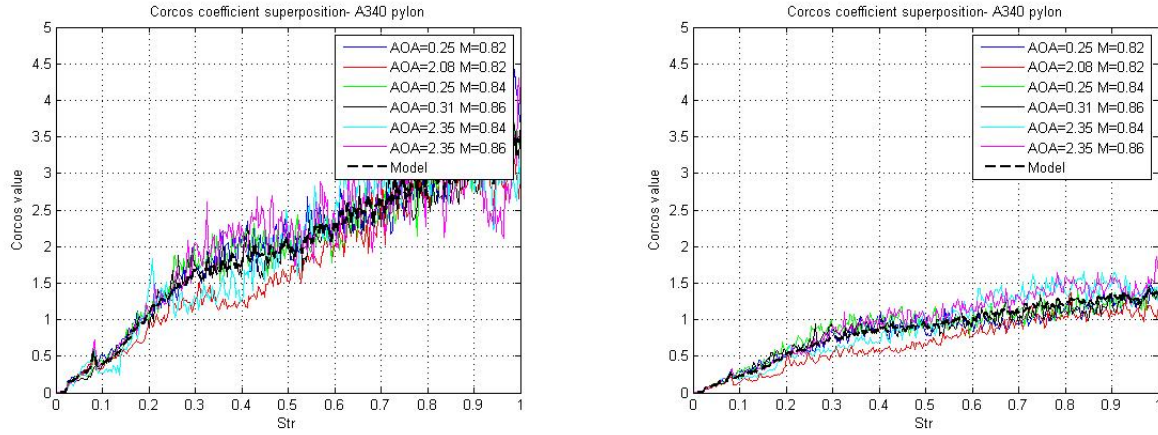
(b) Courbes des PSD de pression tracées à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour les données de la campagne intrados n°2

FIG. 6.9: Comparaison des PSD de pression modélisées et expérimentales pour les deux campagnes intrados voilure

résultats, tout comme l'interpolation linéaire utilisée par Soumillon. En effet, l'écart observé, bien que légèrement plus élevé pour la méthode d'interpolation cubique, reste globalement comparable à celui de l'interpolation linéaire de Soumillon. Les évolutions en amplitude et en fréquence des PSD de pression pour les deux modèles sont donc bien représentées pour les différents capteurs de pression analysés. Ces résultats montrent bien que les deux méthodes peuvent être utilisées pour la modélisation des PSD de pression à l'intérieur de la zone décollée de l'intrados voilure.

Définition du coefficient de Corcos Cette section a pour principal objectif de calculer les coefficients de Corcos et de vérifier si les campagnes d'essais intrados voilure permettent d'observer des tendances similaires à celles observées lors de l'étude des campagnes HTP. Les principaux paramètres nécessaires au calcul de ces coefficients sont les cohérences entre différents couples de capteurs de référence, la distance entre ces capteurs et la fréquence des instationnarités présentes. Comme expliqué dans la section 6.2, les coefficients de Corcos sont la base de la modélisation des cohérences. Sans ces coefficients, il n'est pas possible d'utiliser la méthode de cohérence. Par conséquent, il est impératif de vérifier, avant de procéder à toute validation de ce modèle sur l'intrados voilure, si les coefficients convergent également en une seule courbe, tel que cela a été observé lors de la modélisation du tremblement HTP.

La figure 6.10 montre les coefficients de Corcos calculés à partir de différents points d'essais des campagnes intrados voilure n°1 en corde (figure 6.10, (a)) et en envergure (figure 6.10, (b)). Ces coefficients ont été obtenus à partir des équations (6.2) et (6.3). Il est à noter qu'un seul coefficient



(a) Coefficients de Corcos calculés suivant la corde pour la campagne intrados n°1

(b) Coefficients de Corcos calculés suivant l'envergure pour la campagne intrados n°1

FIG. 6.10: Comparaison des coefficient de Corcos pour la campagne intrados voilure n°1

de Corcos a été obtenu pour chaque point d'essai. Les coefficients de Corcos de la campagne intrados n°2 ont une évolution similaire. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne la valeur du coefficient.

Cette analyse met en évidence deux caractéristiques des coefficients de Corcos :

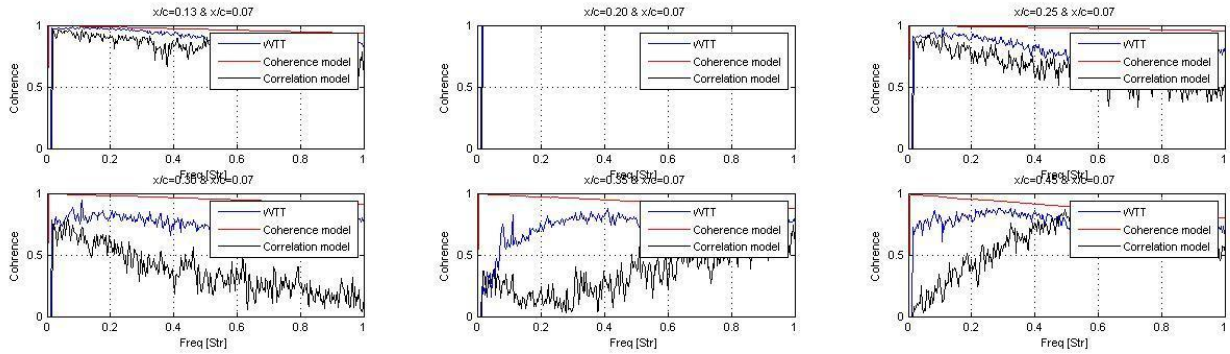
- Les coefficients de Corcos ressemblent à des droites : les coefficients semblent être linéairement dépendants de la fréquence. Cela diffère de ce qui a été observé lors des campagnes HTP.
- L'unicité des coefficients de Corcos : les différentes courbes représentant les coefficients de Corcos de chaque point d'essais sont similaires non seulement en termes de forme mais également en termes de valeurs dans la zone située à proximité des fréquences principales de tremblement (nombres de Strouhal compris entre 0,1 et 0,2). Il est par conséquent possible de définir deux "coefficients de Corcos principaux" à partir de toutes ces courbes, un pour le sens de la corde et un pour le sens de l'envergure pour chaque campagne d'essais intrados voilure. Les coefficients de Corcos utilisés pour définir ces courbes de Corcos "principales" sont les courbes moyennées.

Les coefficients de Corcos obtenus au cours des campagnes d'essais en soufflerie intrados sont globalement différents de ceux estimées à partir des campagnes d'essais HTP. Ces résultats ne sont pas tout à fait surprenants dans la mesure où d'importantes différences avaient déjà été observées dans les sections 2.1.3 et 2.2.3 entre les données intrados voilure et les données HTP, notamment concernant l'évolution des cohérences entre les capteurs de pression instationnaire. Toutefois, les coefficients de Corcos convergent tous en une seule et même courbe, permettant ainsi de bien définir une courbe unique pour chaque direction.

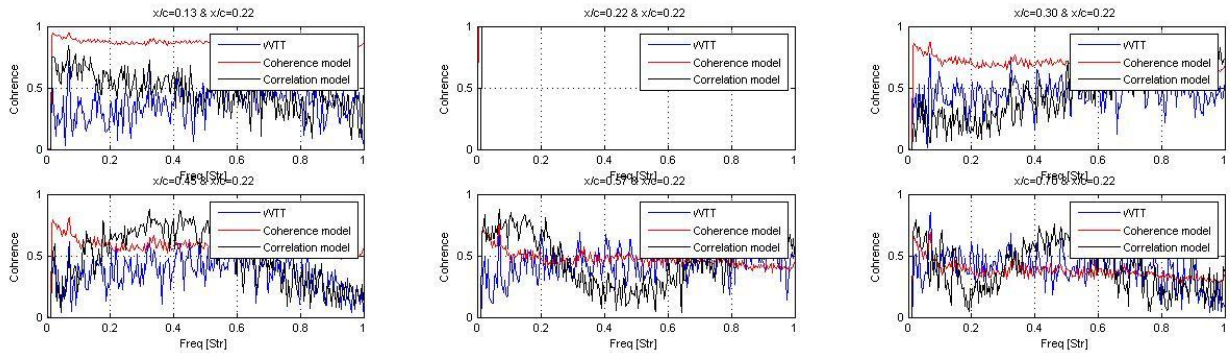
Les coefficients de Corcos utilisés pour le reste de cette étude sur l'intrados voilure ont ainsi été définis suivant les équations (6.7) et (6.8) utilisées pour les cas de tremblement HTP.

Validation de la modélisation des cohérences La figure 6.11 présente l'évolution des cohérences obtenues à partir des capteurs de pression instationnaire situés le long de l'axe longitudinal des campagnes intrados voilure n°1 et n°2. Le capteur de référence est pris à $x/c=7\%$ pour la campagne intrados n°1 et $x/c=22\%$ pour la campagne intrados n°2. Par souci de simplicité, seule une comparaison suivant la corde sera effectuée. Cette comparaison est représentative de ce qui se passe

en envergure. Les résultats issus du modèle de cohérence sont tracés en rouge, ceux issus du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des cohérences.



(a) Cohérences calculées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados voilure n°1



(b) Cohérences calculées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados voilure n°2

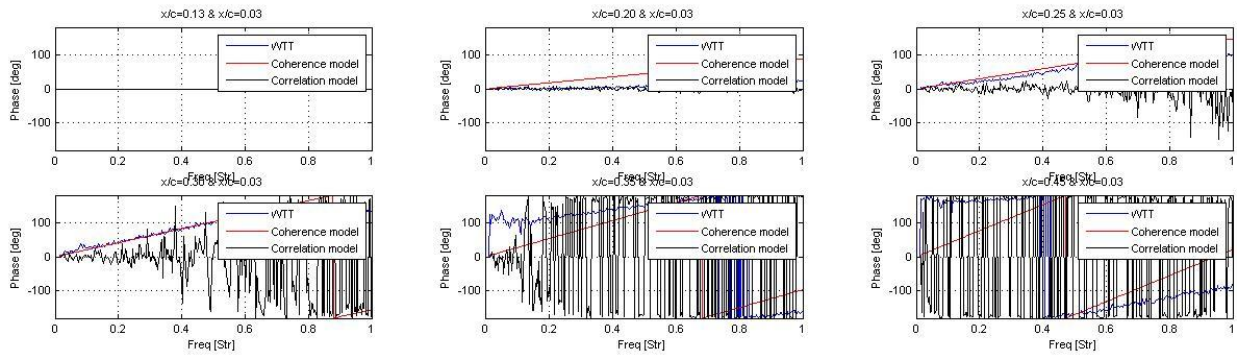
FIG. 6.11: Comparaison des cohérences entre les différents couples de capteurs sur les campagnes d'essais intrados voilure

Le modèle de corrélation et le modèle de cohérence fournissent de très mauvais résultats pour les deux campagnes d'essais. En effet, la méthode de corrélation affiche des différences importantes en termes de forme et de valeurs. On voit ainsi apparaître une oscillation des cohérences bien différente de ce qui est donné par les capteurs de pression. Ce problème a également été observé dans la direction de l'envergure pour ce modèle. La modélisation des cohérences, quant à elle, sous-estime les valeurs des cohérences le long de cet axe. De même, la forme des cohérences est très différente, donnant des résultats difficilement comparables à ceux issus des capteurs de pression. Une analyse réalisée dans le sens de l'envergure a aussi montré des problèmes liés à la modélisation de cette grandeur.

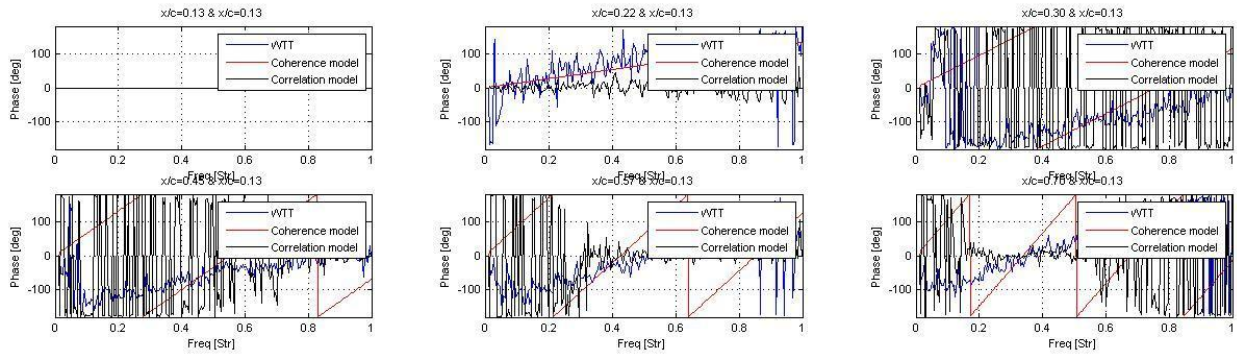
Ces deux études sur les campagnes intrados voilure montrent que la méthode de cohérence ne semble pas afficher des résultats prometteurs. Les valeurs des cohérences sont globalement sous-estimées et l'évolution des cohérences n'est pas bien modélisée. Le modèle de corrélation quant à lui semble donner de meilleurs résultats, il est néanmoins difficile de conclure quant à la pertinence de ce modèle pour cette étude compte tenu de différents problèmes mentionnés dans la section 2.2.3 liés à l'instrumentation de ces campagnes d'essais intrados voilure.

Validation de la modélisation des phases Le déphasage entre les capteurs joue un rôle déterminant dans la prévision finale des efforts aérodynamiques instationnaires. Il semble donc très important de modéliser avec précision les déphasages entre les capteurs de pression instationnaire.

La figure 6.12 présente l'évolution des déphasages obtenus à partir des capteurs de pression instationnaire le long de l'axe longitudinal pour les campagnes intrados voilure n°1 et n°2. Le capteur de référence est pris à $x/c=3\%$ pour la campagne intrados n°1 et $x/c=13\%$ pour la campagne intrados n°2. Les résultats issus du modèle de cohérence sont tracés en rouge, ceux issus du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des déphasages. Les résultats et les conclusions de cette analyse sont représentatifs de ce qui a été observé sur tous les autres points d'essais analysés, tant selon la corde que sur l'envergure.



(a) Déphasages calculés suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados voilure n°1



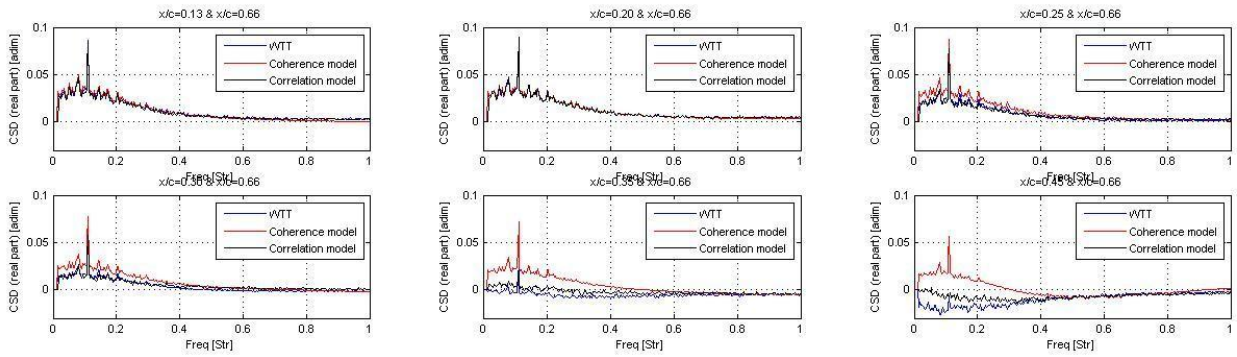
(b) Déphasages calculés suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados voilure n°2

FIG. 6.12: Comparaison des phases entre les différents couples de capteurs pour les deux campagnes d'essais intrados voilure

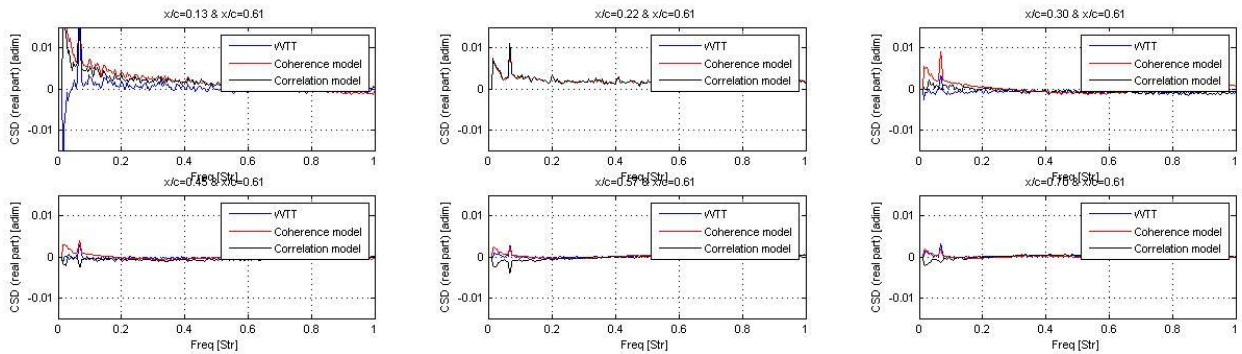
Les résultats de la figure 6.12 montrent que le modèle de cohérence et le modèle de corrélation ne sont a priori pas en mesure de prévoir les déphasages entre les capteurs de pression instationnaire pour ce type de phénomène. En effet, si l'on se concentre sur les résultats donnés par le modèle de cohérence, on voit que l'évolution linéaire des phases donnée par ce modèle est bien différente de celle obtenue à partir des données expérimentales. De même, le modèle de cohérence ne prévoit pas de saut de phase à 0 Hz, augmentant ainsi de manière globale l'erreur engendrée par la modélisation. Quant à la méthode de corrélation, celle-ci ne semble pas mieux modéliser le phénomène. Sur tous les points d'essais étudiés, seules les valeurs des déphasages pour des fréquences proches de 0 Hz sont bien modélisées. Les différences entre le modèle de corrélation et les données d'essais sont de

manière générale assez importantes. La modélisation des phases semble ainsi se faire presque de manière aléatoire.

Validation de la modélisation des CSD Cette section établit une comparaison des valeurs de densité spectrale croisée obtenues à l'aide des modèles de tremblement et des données expérimentales. A l'égal de ce qui a été fait précédemment, seule une comparaison suivant la corde sera présentée dans ce paragraphe. Cette comparaison est aussi représentative de ce qui se passe en envergure. La figure 6.13 présente l'évolution de la partie réelle des CSD de pression obtenue à partir des capteurs de pression instationnaire le long de l'axe longitudinal pour les campagnes intrados voilure n°1 et n°2. Le capteur de référence est pris à $x/c=66\%$ pour la campagne intrados n°1 et à $x/c=61\%$ pour la campagne intrados n°2. Les résultats issus du modèle de cohérence sont tracés en rouge, ceux issus du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des CSD. Les résultats et les conclusions de cette analyse sont représentatifs de la physique observée dans tous les autres points d'essai analysés.



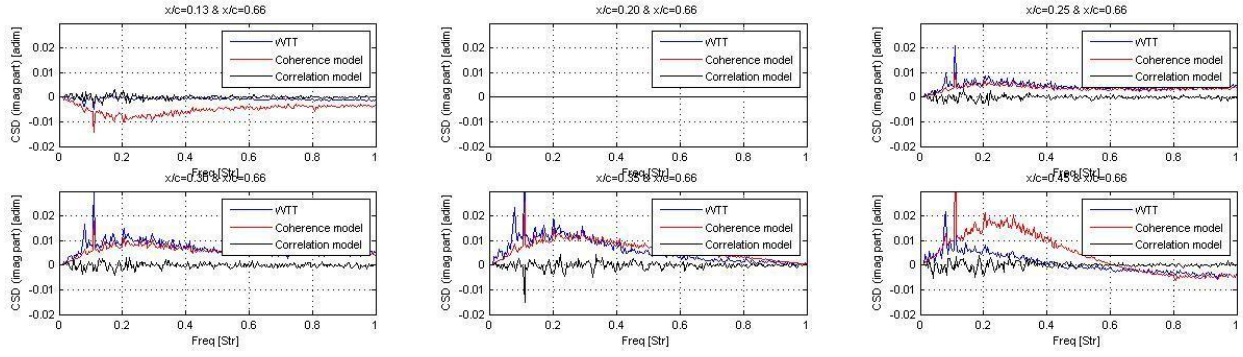
(a) CSD (partie réelle) calculées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados n°1



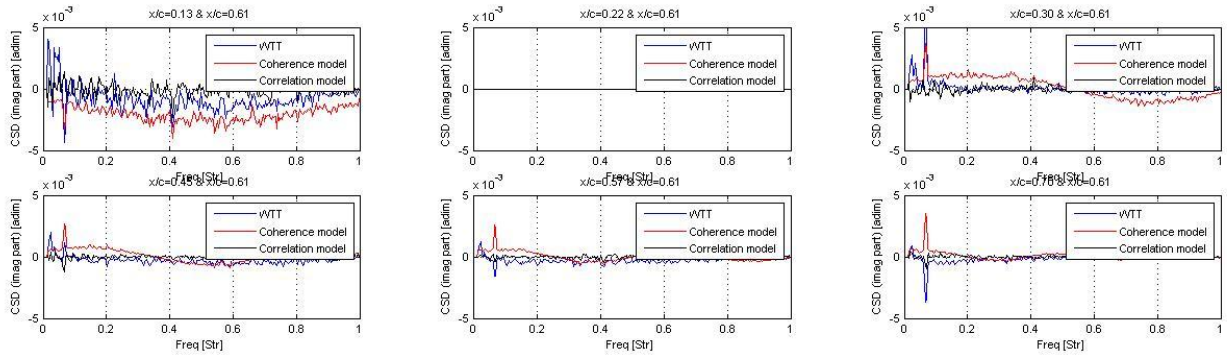
(b) CSD (partie réelle) calculées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados n°2

FIG. 6.13: Comparaison des CSD (partie réelle) entre les différents couples de capteurs pour les deux campagnes d'essais intrados voilure

Les résultats fournis par les deux modèles sont assez différents. En effet, la partie réelle des CSD de pression est globalement bien estimée par le modèle de corrélation, ce qui n'est pas le cas des résultats donnés par le modèle de cohérence. En effet, les CSD modélisées par le modèle de Soumillon sont non seulement bien estimées en amplitude mais aussi en forme, et cela quel que soit le couple de capteurs considéré. Les valeurs à 0Hz sont aussi bien modélisées. Le modèle de cohérence, quant à lui, donne des CSD dont la partie réelle n'a presque pas grand-chose à voir avec les don-



(a) CSD (partie imaginaire) calculées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne n°1



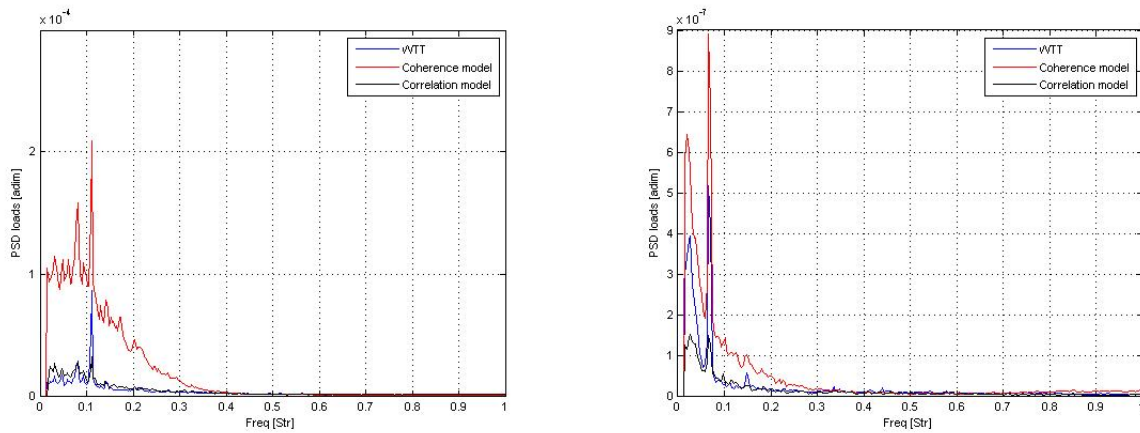
(b) CSD (partie imaginaire) calculées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados n°2

FIG. 6.14: Comparaison des CSD (partie imaginaire) entre les différents couples de capteurs pour les deux campagnes d'essais intrados voilure

nées expérimentales. Ces valeurs sont différentes non seulement en amplitude mais aussi en forme. Ces résultats ne sont d'une part pas surprenants dans la mesure où ce modèle avait déjà montré précédemment d'importantes différences du point de vue physique avec les données expérimentales, surtout au niveau des déphasages dans la bande de fréquence proche du nombre de Strouhal nul. Le modèle de cohérence semble ainsi bien moins propice à modéliser les phénomènes sur l'intrados d'une aile pour un cas de tremblement intrados voilure.

La figure 6.14 présente l'évolution de la partie imaginaire des CSD de pression obtenues à partir des capteurs de pression instationnaire le long de l'axe longitudinal pour la campagne intrados voilure n°1 et n°2. Le capteur de référence est pris à l'intérieur de la zone décollée. Les résultats issus du modèle de cohérence sont tracés en rouge, ceux issus du modèle de corrélation en noir et ceux issus des données expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquences et l'axe des ordonnées donne les valeurs des CSD.

Le modèle de cohérence présente beaucoup de difficultés à correctement modéliser la partie imaginaire des CSD. En effet, l'évolution en fréquence est très mal prévue par ce modèle et les amplitudes surestimées. Le modèle de corrélation quant à lui donne un tout autre résultat. En effet, les CSD modélisées via les corrélations ont donné des valeurs très proches de celles obtenues expérimentalement. Leurs valeurs quasi-nulles permettent ainsi de mieux se rapprocher des faibles valeurs fournies par les capteurs de pression instationnaire. Ce modèle semble donc a priori plus adapté à ce genre de modélisation.



(a) PSD d'effort calculées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados n°1

(b) PSD d'efforts calculées suivant la corde à partir du modèle de cohérence (en rouge), du modèle de corrélation (en noir) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne intrados n°2

FIG. 6.15: Comparaison des PSD d'efforts entre les différents couples de capteurs sur les campagnes d'essais intrados voilure

Validation de la modélisation des efforts aérodynamiques Le calcul de l'effort aérodynamique est réalisé en prenant en compte l'interaction entre tous les capteurs de pression situés à l'intérieur de la surface décollée. La figure 6.15 montre les PSD d'efforts tracées à partir des capteurs de pression situés à l'intérieur de la zone de décollement. Ces efforts ont été calculés à partir des données de la campagne intrados n°1 (figure 6.15, (a)) et de la campagne intrados n°2 (à figure 6.15, (b)). Sur chacune de ces figures les efforts expérimentaux sont tracés en bleu, les efforts modélisés via le modèle de cohérence en rouge et les efforts modélisés via le modèle de corrélation en noir. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des PSD d'efforts.

Les efforts aérodynamiques instationnaires calculés à partir de la méthode de corrélation sont de manière générale bien estimés. L'erreur relative moyennée des efforts RMS se situe aux alentours de 10% pour les deux campagnes. La méthode de corrélation semble donc a priori adaptée à l'analyse du tremblement intrados. Ce résultat n'est pas surprenant dans la mesure où ce modèle a été d'une part conçu pour ce type de phénomène et d'autre part validé à partir des campagnes d'essais intrados voilure. Les résultats obtenus sur la campagne intrados n°2 sont également assez bons, même si les efforts sont légèrement sous-estimés par rapport à la courbe expérimentale pour les faibles valeurs en fréquence. La méthode de cohérence, quant à elle, ne semble pas en mesure de modéliser avec précision les efforts. Les efforts sont largement surestimés pour les campagne intrados n°1 et n°2. Ce résultat est plus cohérent avec ce qui avait été observé précédemment dans la mesure où l'erreur induite par le modèle est fortement influencée par la modélisation de la partie réelle de la CSD de pression. En ce qui concerne l'erreur relative des RMS d'effort, la différence entre le modèle et les données d'essais est assez significative, notamment pour la campagne intrados n°1, dont l'erreur relative se situe aux alentours de 50%.

Conclusion de l'étude sur l'intrados voilure En conclusion de cette partie, nous pouvons dire que les résultats obtenus avec le modèle de corrélation montrent que les efforts aérodynamiques instationnaires semblent de manière générale mieux estimés que ceux calculés avec le modèle de cohérence. Ce résultat est une conséquence d'une meilleure modélisation de ce modèle de la partie réelle des CSD de pression. Le modèle de cohérence est pour sa part bien plus imprécis. En effet, les

résultats de cette modélisation sont très différents de ceux du modèle de Soumillon et des données expérimentales. En ce qui concerne l'effort, ce modèle tend à surestimer les efforts aérodynamiques ; cependant la forme des spectres est conservée. Ces résultats confirment donc que la méthode de corrélation semble plus adaptée pour modéliser le tremblement intrados voilure. La fiabilité des données est toutefois remise en question comme cela a été mentionné sur la section 2.2.3. Les aspects non physiques de certains résultats ont démontré que les données affichaient plusieurs incohérences. Les modèles ne peuvent donc être ni validés ni invalidés pour ce type d'étude.

6.5.3 Validation du modèle sur l'APF

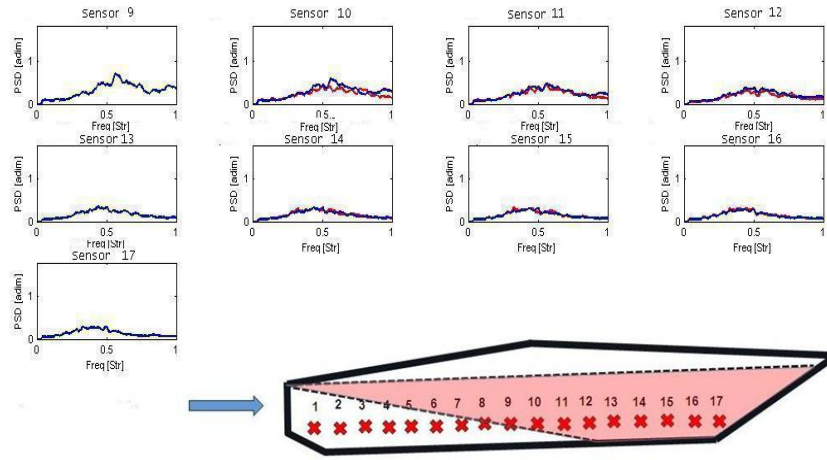
Validation de la modélisation des PSD de pression Une étude réalisée à l'intérieur de la couche de mélange sur l'APF a montré qu'il est important de prendre en compte deux aspects dans la modélisation de ces PSD de pression :

- L'évolution du contenu fréquentiel de la PSD : le contenu fréquentiel de la PSD diminue de manière quasi-linéaire au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la nacelle (c.f. figure 2.22)
- L'évolution de l'amplitude de la PSD : l'amplitude de la PSD de pression diminue progressivement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la nacelle.

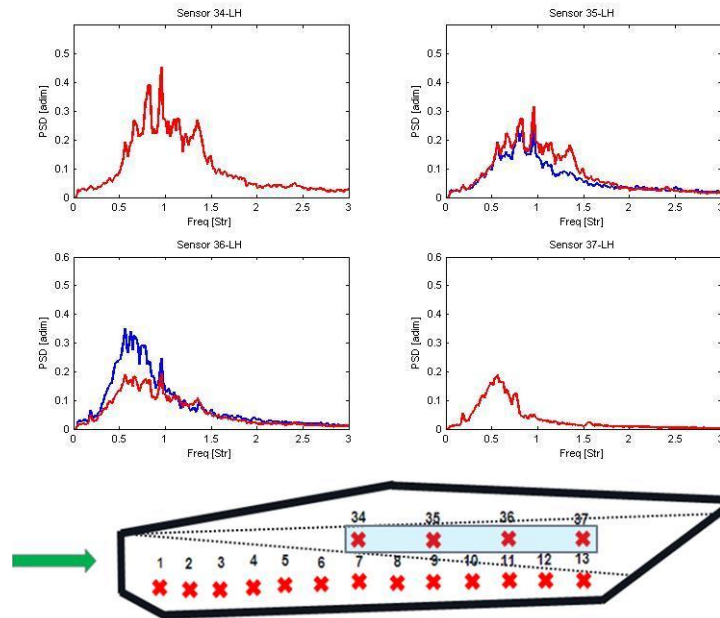
La méthode de modélisation retenue pour les PSD de pression est donc basée sur une interpolation linéaire réalisée à partir de l'information collectée par un nombre limité de capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange. La figure 6.16 présente les résultats obtenus via l'utilisation de cette méthode d'interpolation des PSD de pression pour chacune des deux campagnes d'essais. En rouge se trouvent les PSD de pression modélisées et en bleu les PSD de pression expérimentales. Cette modélisation est réalisée à partir de trois microphones de référence situés dans la zone instationnaire pour l'APF n°1 et de deux microphones de référence pour l'APF n°2. Cette figure se lit de gauche à droite et de haut en bas pour les deux campagnes. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées les valeurs des PSD de pression. Les résultats de la modélisation présentés dans cette partie sont représentatifs de tous les cas étudiés. Il est à noter que par souci de simplicité seuls les résultats obtenus à partir des données de la partie gauche de l'APF n°1 et de la partie droite de l'APF n°2 sont présentés sur cette figure. Les données issues des capteurs situés sur la partie inférieure de la campagne APF n°2 n'ont pas été présentées dans cette étude car ces capteurs sont situés en dehors de la zone d'étude.

L'amplitude et le contenu fréquentiel du signal de pression de l'APF n°1 sont bien modélisés par la méthode d'interpolation linéaire. Il en est presque de même pour la campagne APF n°2, cependant une différence assez importante apparaît au niveau du capteur n°36 dans lequel une sous-estimation du modèle par rapport aux données expérimentales peut être observée. Comme expliqué précédemment, il est possible que cette sous-estimation ne soit juste qu'une conséquence d'un mauvais réglage du microphone ou de la présence d'aérodynamique induite venant impacter les données de pression instationnaire, dans la mesure où rien ne justifie du point de vue aérodynamique une montée des niveaux d'énergie à cet endroit. La méthode d'interpolation linéaire semble donc à peu près valable pour l'estimation des amplitudes de pression PSD.

Définition du coefficient de Corcos L'étude réalisée dans la section 2.3.3 a montré que l'évolution de la cohérence à l'intérieur de la couche de mélange suivait une évolution similaire en termes d'amplitude à celle qui avait été observée lors de l'étude du tremblement HTP. Cependant une différence apparaissait lorsqu'on s'intéressait à l'évolution du contenu fréquentiel des instationnarités à l'intérieur de la couche de mélange : le contenu fréquentiel semble dépendre de la distance entre le point de mesure et la nacelle.



(a) Courbes des PSD de pression calculées suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°1



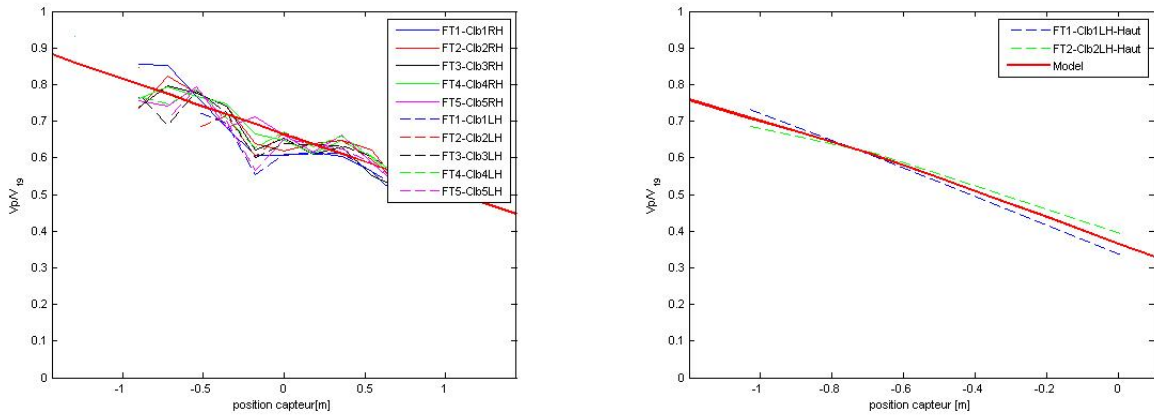
(b) Courbes des PSD de pression calculées suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°2

FIG. 6.16: Comparaison des PSD de pression modélisées et expérimentales pour les deux campagnes d'essais APF

Ainsi, pour définir le coefficient de Corcos global, il a été primordial de vérifier que le calcul de ce coefficient pouvait se faire à partir des coefficients de Corcos locaux à l'image de ce qui avait été fait dans les parties précédentes. Pour le cas de l'HTP, le coefficient de Corcos global pour chaque point d'essai était facile à estimer dans la mesure où il n'y avait pas de déplacement du contenu fréquentiel des cohérences le long de la corde. Il en a été de même avec l'étude sur l'intrados voilure. L'APF par contre nécessite un autre traitement du fait des différences énoncées précédemment. Afin de pallier ce problème d'évolution des fréquences du phénomène, une étude préliminaire a été effectuée à partir des données PSD de pression. Cette étude réalisée dans la section 2.3.3 avait cherché à montrer qu'il était possible de « corriger » cette évolution des fréquences à l'intérieur de la couche

de mélange via un adimensionnement dépendant de la vitesse de convection locale de l'écoulement à l'intérieur de la couche de mélange. Ce nouvel adimensionnement sera donc utilisé dans la suite de cette étude dans le but de définir le coefficient de Corcos unique à considérer pour cette modélisation.

L'utilisation du nouvel adimensionnement nécessite la connaissance des vitesses de propagation locales. Or, comme cela avait été observé sur la figure 2.29 de la section 2.3.3, ces vitesses se superposaient globalement pour chacune des deux campagnes d'essais APF. Il est donc possible de définir un modèle d'évolution des $\frac{V_p}{V_{19}}$ (c.f. 2.3.2) pour chaque campagne d'essai. La figure 6.17 montre les résultats de la modélisation des vitesses de convection obtenus à partir de différents points expérimentaux (à gauche : campagne APF n°1, à droite campagne APF n°2). Cette modélisation est réalisée pour chaque campagne via une interpolation des points expérimentaux existants. Les vitesses de propagation modélisées pour chacune des campagnes sont tracées en rouge. L'axe des abscisses donne la position le long de l'axe longitudinal et l'axe des ordonnées donne la valeur du rapport des vitesses de convection avec la vitesse V_{19} .



(a) Vitesse de propagation adimensionnée calculée à partir des capteurs de pression de la campagne APF n°1 (Modèle : en rouge, expérience : autres couleurs)

(b) Vitesse de propagation adimensionnée calculée à partir des capteurs de pression de la campagne APF n°2 (Modèle : en rouge, expérience : autres couleurs)

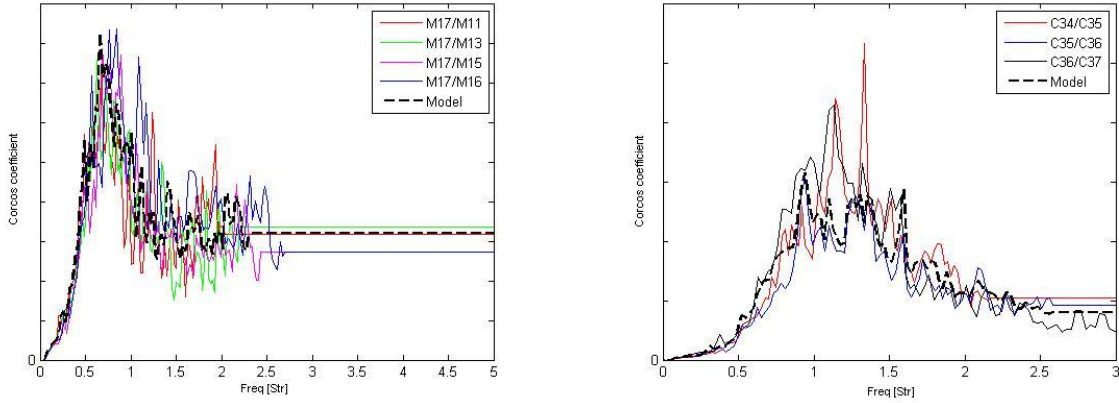
FIG. 6.17: Comparaison des vitesses de propagation calculée à partir des capteurs de pression instationnaire

Les vitesses de propagation sont modélisées pour chacune des campagnes d'essais APF. Pour la campagne d'essai APF n°1, plus de 7 capteurs à l'intérieur de la couche de mélange ont été utilisés alors que pour la campagne APF n°2, seuls quatre capteurs ont pu être utilisés. Concernant la modélisation de ces vitesses de propagation, leurs valeurs ne sont cependant pas les mêmes entre les campagnes, une différence nette en termes de pente apparaît entre les deux droites rouges de la figure 6.17. En ce qui concerne l'erreur liée au calcul de ces vitesses, elle reste relativement importante pour les données de la campagne APF n°2 dans la mesure où le calcul de ces vitesses modélisées ne se fait que sur deux points de vol et que pour quatre capteurs de pression instationnaire.

Etudions maintenant les coefficients de Corcos à partir du nouvel adimensionnement. Il est important de noter que l'adimensionnement utilisé pour la définition du coefficient de Corcos global sera basé sur les vitesses de propagation modélisées de la figure 6.17.

La figure 6.18 montre les coefficients de Corcos calculés à partir des données de pression mesurées à l'intérieur de la couche de mélange pour les deux campagnes d'essai APF n°1 et n°2. Ces coefficients ont été obtenus à partir de l'équation (6.2). Il est à noter qu'un seul coefficient de Corcos a été obtenu

pour chaque point d'essai. À gauche se trouvent les résultats de la campagne APF n°1 et à droite ceux de la campagne APF n°2. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées les valeurs de ces coefficients.



(a) Coefficient de Corcos calculés suivant l'axe longitudinal pour la campagne APF n°1

(b) Coefficient de Corcos calculés suivant l'axe longitudinal pour la campagne APF n°2

FIG. 6.18: Coefficient de Corcos calculés à partir des capteurs de pression instationnaire

Cette figure montre que les coefficients de Corcos se superposent bien avec le nouvel adimensionnement à l'image de ce qui avait été vu dans la section 2.3.3 avec les PSD de pression. Il est donc possible de définir à partir de ce nouveau paramètre un coefficient de Corcos global pour chacune des campagnes d'essais APF. Il est important de noter que ces deux coefficients ont des valeurs relativement différentes. Un coefficient unique, indépendant de la géométrie ne semble donc pas pour le moment envisageable. Afin de vérifier la pertinence d'un coefficient unique il sera nécessaire de disposer d'une campagne d'essai possédant une très bonne instrumentation à l'intérieur de la couche de mélange. Les coefficients de Corcos utilisés par la suite seront ainsi calculés à partir des données expérimentales APF et de l'équation (6.7) pour chacune des campagnes d'essais. Ces coefficients ne seront calculés sur l'APF que suivant l'axe longitudinal.

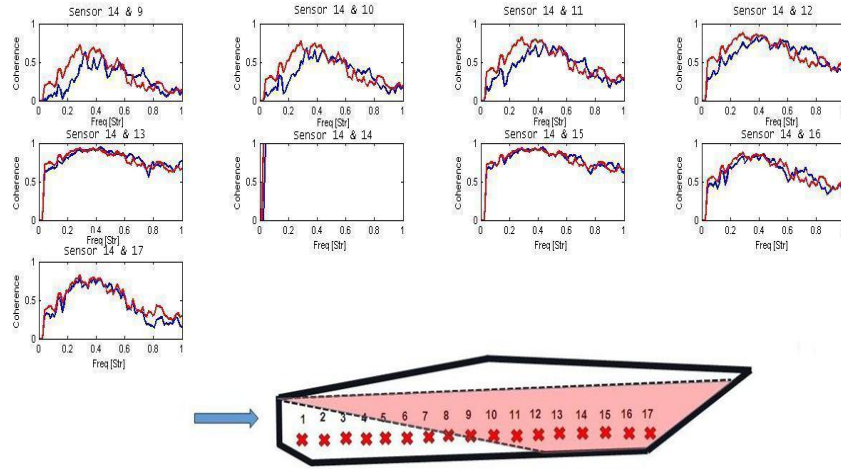
Validation de la modélisation des cohérences Comme cela a été expliqué dans la section 2.3.3, l'étude des cohérences est uniquement faite suivant la direction de l'axe longitudinal. L'expression de la cohérence sur l'APF s'écrit donc :

$$\gamma_{i,j}(f, x) = e^{-2\pi f \frac{|\Delta x|_{i,j}}{\alpha_c(f)}} \quad (6.9)$$

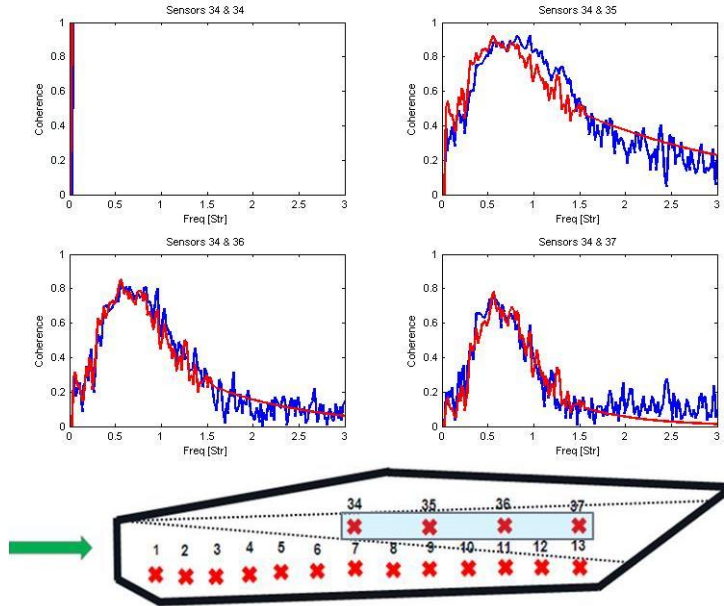
, avec f la fréquence, $\Delta x_{i,j}$ la distance entre les capteurs i et j suivant l'axe x et α_c le coefficient de Corcos global défini dans la partie précédente.

La figure 6.19 montre les résultats de la modélisation des cohérences obtenus le long de l'axe longitudinal en prenant pour référence le capteur n°14 pour la campagne APF n°1 (à gauche) et le capteur n°34 pour la campagne APF n°2 (à droite). Les cohérences modélisées sont tracées en rouge et les cohérences expérimentales en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne l'amplitude des cohérences.

Les résultats obtenus pour les deux campagnes sont globalement corrects. En effet, les fréquences ainsi que les amplitudes des cohérences sont bien estimées pour la plupart des capteurs situés à l'intérieur de la couche de mélange. La modélisation des cohérences via l'utilisation de ce coefficient de Corcos global s'avère donc adéquate et suffisante pour ce type de tremblement.



(a) Cohérences calculées suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°1



(b) Cohérence calculées suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°2

FIG. 6.19: Comparaison des cohérences entre les capteurs de pression sur les campagnes d'essais APF

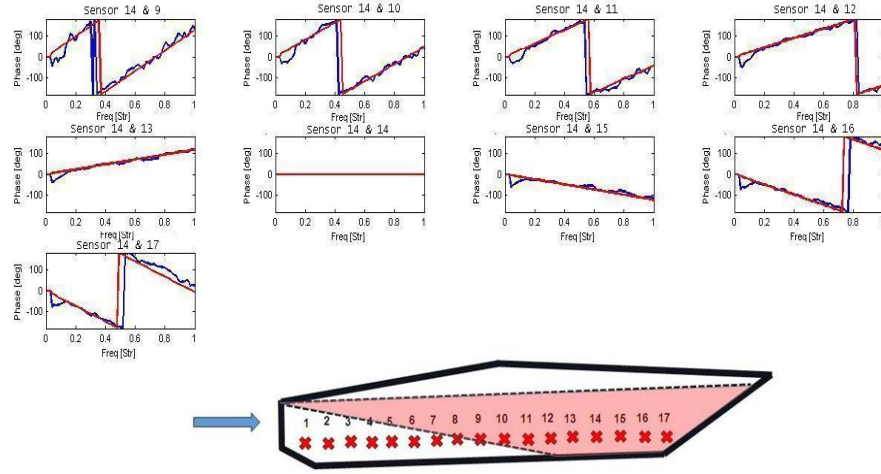
Validation de la modélisation des phases La modélisation de la phase le long de l'axe longitudinal se fait via l'expression suivante :

$$\phi_{x_{i,j}}(x, f) = \frac{2\pi f \Delta x_{i,j}}{V_p(x)} \quad (6.10)$$

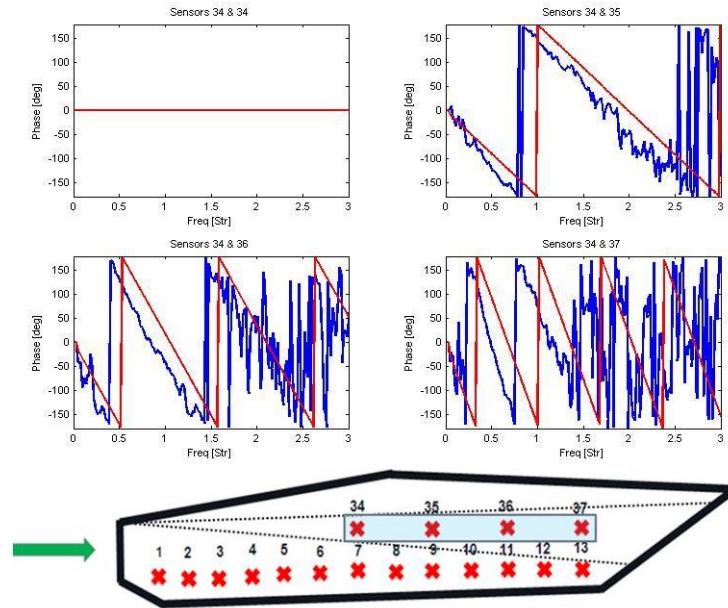
, avec f la fréquence, $\Delta x_{i,j}$ la distance entre les capteurs i et j suivant l'axe longitudinal et $V_p(x)$ la vitesse de convection des instationnarités à l'intérieur de la couche de mélange.

La figure 6.20 montre les résultats de la modélisation des déphasages obtenus le long de l'axe longitudinal en prenant pour référence le capteur n°14 pour la campagne APF n°1 (à gauche) et le

capteur n°34 pour la campagne APF n°2 (à droite). Les déphasages modélisés sont tracés en rouge et les déphasages expérimentaux en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées la valeur des phases.



(a) Déphasages calculés suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°1



(b) Déphasages calculés suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°2

FIG. 6.20: Comparaison des déphasages entre les capteurs de pression pour les deux campagnes d'essais APF

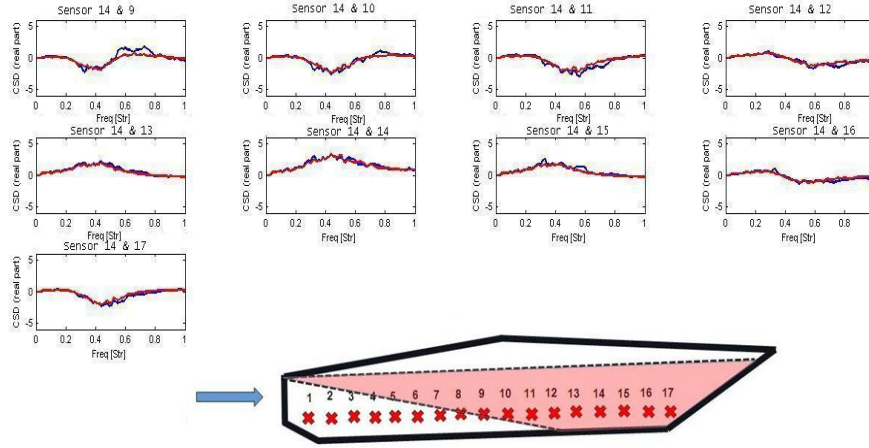
Les résultats observés pour la campagne APF n°1 sont relativement bons contrairement à ce qui est observé sur la campagne APF n°2. En effet, pour cette deuxième campagne le modèle présente des difficultés à bien prévoir l'évolution ainsi que la pente de déphasage entre les différents couples de capteurs de pression instationnaire situés à l'intérieur de la couche de mélange. Ceci peut être dû en partie aux imprécisions liées au calcul de ces vitesses de propagation locale d'instationnarité et aussi en partie au manque de capteurs exploitables à l'intérieur de la couche de mélange. En ce qui concerne les déphasages de la campagne APF n°1, leur évolution est très bien modélisée de même

que les pentes associées.

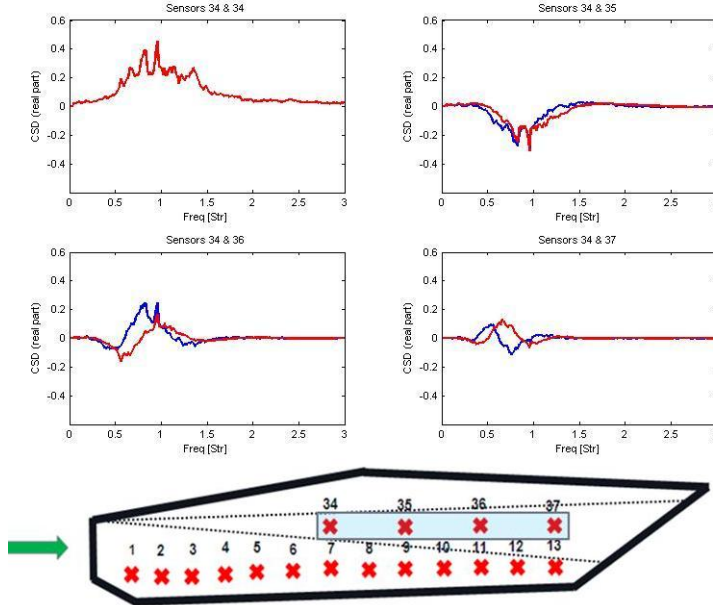
Validation de la modélisation des CSD L'expression qui a été utilisée pour modéliser les densités croisées sur l'APF est la suivante :

$$CSD_{i,j}(x, f) = \gamma_{i,j}(x, f) \sqrt{PSD_i(f)PSD_j(f)} e^{i\phi(x, f)} \quad (6.11)$$

, avec f la fréquence et $\Delta x_{i,j}$ la cohérence entre les capteurs i et j et PSD_i , PSD_j les densités spectrales de puissance de pression des capteurs i et j respectivement.



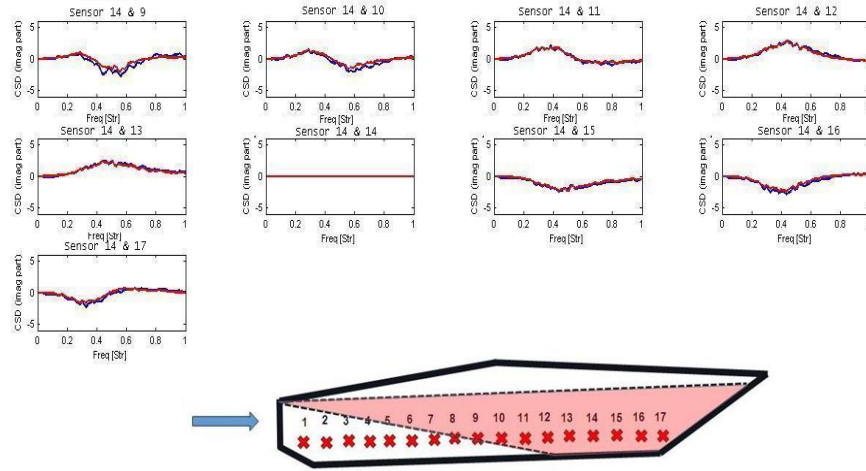
(a) CSD (partie réelle) calculés suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°1



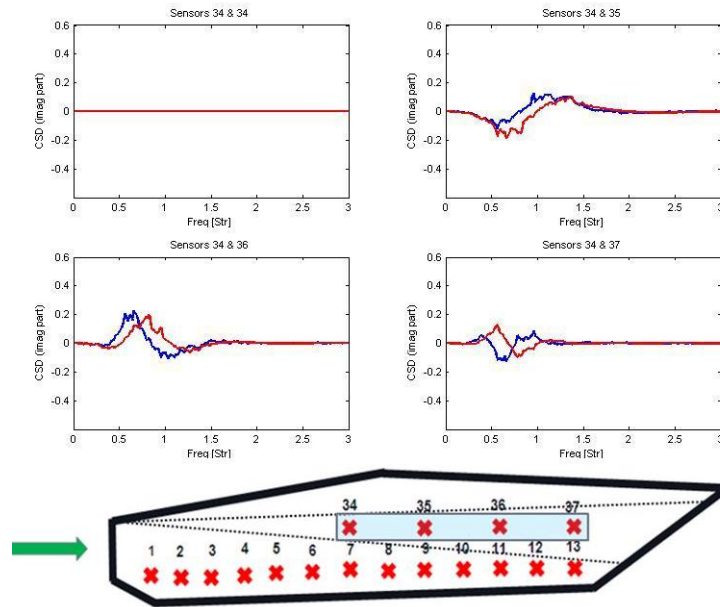
(b) CSD (partie réelle) calculés suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°2

FIG. 6.21: Comparaison des CSD (partie réelle) entre les capteurs de pression pour les deux campagnes d'essais APF

La figure 6.21 montre les résultats de la modélisation de la partie réelle des densités croisées obtenus le long de l'axe longitudinal en prenant pour référence le capteur n°14 pour la campagne APF n°1 (à gauche) et le capteur n°34 pour la campagne APF n°2 (à droite). La partie réelle des CSD modélisés est tracée en rouge et celle des CSD expérimentaux en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne la valeur de la partie réelle de ces CSD.



(a) CSD (partie imaginaire) calculés suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°1



(b) CSD (partie imaginaire) calculés suivant l'axe longitudinal à partir du modèle de cohérence (en rouge) et des données expérimentales (en bleu) pour la campagne APF n°2

FIG. 6.22: Comparaison des CSD (partie imaginaire) entre les capteurs de pression pour les deux campagnes d'essais APF

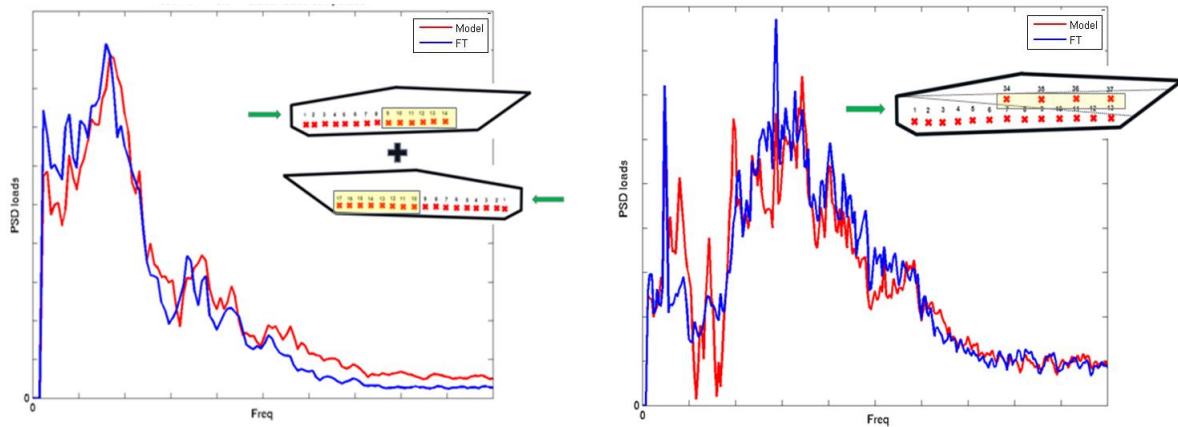
Sur cette figure, les densités croisées de la campagne APF n°1 sont globalement bien modélisées. En effet, leur évolution suivant l'espace et la fréquence semble être bien prévue. Ce qui n'est pas le cas des densités croisées de la campagne APF n°2 où d'importantes différences au niveau des

fréquences peuvent être constatées. Cette dernière observation n'est pas surprenante dans la mesure où, pour les résultats obtenus sur la campagne APF n°2, les écarts observés entre le modèle et les données en vol sont principalement une conséquence des écarts observés précédemment sur les PSD de pression, cohérences et déphasages entre les capteurs.

La figure 6.22 montre les résultats de la modélisation de la partie imaginaire des CSD obtenus le long de l'axe longitudinal en prenant pour référence le capteur n°14 pour la campagne APF n°1 (à gauche) et le capteur n°34 pour la campagne APF n°2 (à droite). La partie imaginaire des CSD modélisés est tracée en rouge et celle des CSD expérimentaux en bleu. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne la valeur de la partie imaginaire de ces CSD.

La modélisation de la partie imaginaire des CSD présente également de bons résultats. Le modèle de cohérence semble en effet très bien modéliser cette grandeur à l'intérieur de la couche de mélange de l'APF n°1. Ceci est moins le cas pour la campagne APF n°2, où les valeurs fournies par le modèle présentent un léger décalage en fréquence par rapport aux données expérimentales. Toujours est-il que pour cette campagne les amplitudes de la partie imaginaire des CSD restent globalement bien représentées.

Validation de la modélisation des efforts aérodynamiques La figure 6.23 montre les résultats de la modélisation des PSD d'efforts obtenus à l'intérieur de la couche de mélange pour la campagne n°1 (à gauche) et la campagne n°2 (à droite). Les efforts modélisés sont tracés en rouge et ceux issus des données expérimentales en bleu. Ces efforts ont été calculés pour chacune des campagnes d'essais à partir des données du côté droit et du côté gauche de l'APF. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquence et l'axe des ordonnées donne les valeurs des PSD d'effort.



(a) PSD d'efforts calculées pour la campagne APF n°1
(Modèle : en rouge, Expérience : En bleu)

(b) PSD d'efforts calculées pour la campagne APF n°2
(Modèle : en rouge, Expérience : En bleu)

FIG. 6.23: Comparaison des PSD d'efforts entre les capteurs de pression sur les campagnes d'essais APF

Les PSD d'efforts sont globalement bien modélisées pour les deux campagnes d'essais avec notamment de plus grosses différences pour la campagne APF n°2 dues à la faible instrumentation existante. L'erreur relative générée par le modèle par rapport aux données en vol en termes de RMS d'effort sur toute la bande de fréquence a été en moyenne de 3% pour les données de la campagne APF n°1 et de 5% pour les données de la campagne APF n°2. Les résultats sont donc relativement bons en termes de calcul d'effort RMS et le modèle semble a priori représentatif de la physique du phénomène.

Conclusion de l'étude sur l'APF Cette étude réalisée sur l'APF a montré que le modèle de Corcos était applicable à d'autres écoulements présentant une physique similaire à celle du décollement HTP. Les données fournies par le modèle ont ainsi fournies de très bons résultats, avec une très bonne précision (erreur RMS d'effort d'environ 4% en faisant la moyenne sur les deux campagnes). Cette étude n'a cependant pas permis de comprendre toute la physique de ce phénomène, notamment celle liée à la propagation des instationnarités dans la direction transverse à l'écoulement. En effet, comme signalé sur la section 2.3.3, l'instrumentation des deux campagnes était trop faible pour une analyse fiable des données. Elle ne permet donc pas de comprendre ce qui se passe en termes de déphasage et de cohérence dans cette direction. Une campagne d'essai mieux instrumentée pourrait ainsi permettre une meilleure compréhension du phénomène et donc une meilleure modélisation des efforts aérodynamiques instationnaires présents à l'intérieur de cette couche de mélange.

Chapitre 7

Extension du nouveau modèle à des cas de tremblement avec interaction onde de choc/couche limite

Comme nous avons pu le voir au chapitre 3, le tremblement extradados voilure est un phénomène très complexe qui rend la prévision de l'évolution de certains paramètres, tels la PSD de pression dans la zone du choc ou la propagation de l'information dans la zone décollée, très difficile. La modélisation de ce tremblement s'annonce ainsi très délicate et nécessite l'utilisation d'hypothèses simplificatrices. Ce chapitre a donc pour objectif d'introduire un modèle basé sur les fonctions de cohérence permettant de déterminer, moyennant des hypothèses bien précises, les efforts aérodynamiques du tremblement sur l'extrados voilure. Ce modèle se décompose en deux parties, une première dédiée à la modélisation des phénomènes à l'intérieur de la zone décollée et une seconde à la prévision des phénomènes à l'intérieur de la zone du choc. Il est important de souligner que le modèle de cohérence présenté dans le chapitre précédent a été adapté sur l'extrados voilure afin de tenir compte de la physique de cette écoulement. Cette adaptation a principalement été basée sur la campagne CAT3D, cette campagne étant la plus complète. Ce modèle a également été complété avec les résultats obtenus à partir des trois autres campagnes d'essais, à savoir la campagne AVERT, la campagne FLIRET et la campagne ARW-2.

7.1 Hypothèses de modélisation

Plusieurs hypothèses ont été faites pour essayer de modéliser le tremblement extradados voilure. Ces hypothèses ont été définies dans le but de pallier le manque d'informations lié en partie à la faible instrumentation en envergure de ces campagnes d'essais. Nous présenterons dans cette partie les quatre hypothèses principales définies pour la modélisation de ce phénomène.

7.1.1 Hypothèse n°1 : La région du choc et la région décollée sont considérées comme indépendantes l'une de l'autre

Il a été montré dans la section 3.2.5 que l'évolution des cohérences entre deux points, l'un situé dans la région du choc et l'autre dans la région décollée, est très particulière dans la mesure où l'information entre ces deux régions ne présente pas toujours un lien très clair. L'hypothèse d'indépendance entre les deux régions vise ainsi à s'affranchir de cette difficulté de modélisation tout en essayant de ne pas trop s'éloigner de la physique du phénomène en attribuant des valeurs nulles aux cohérences entre des couples de capteurs situés de part et d'autre de la limite entre les deux régions.

Afin de valider cette hypothèse, une étude a été réalisée sur différents points de mesure des trois campagnes d'essais en soufflerie. L'étude a cherché à déterminer les efforts de la zone du choc et de la zone décollée en utilisant l'hypothèse d'indépendance (i.e. les cohérences entre un capteur i de la zone du choc et un capteur j de la zone décollée sont prises égales à zéro) et à comparer leurs sommes à l'effort total réel généré par les instationnarités présentes sur l'extrados voilure. Il est à noter que ces efforts ont été déterminés à partir des données expérimentales via le calcul des PSD et CSD de pression. La seule opération ne faisant pas intervenir ici les données expérimentales correspond à celle liée à l'annulation des cohérences entre les capteurs de la zone du choc et de la zone décollée pour le calcul de l'effort estimé.

L'objectif est ainsi de voir la différence entre ces efforts de manière à vérifier ou non la validité de cette hypothèse. La figure 7.1 montre un schéma de la méthodologie du calcul d'effort utilisée suivant l'hypothèse d'indépendance entre les deux régions. Les efforts ont tous été uniquement calculés à partir des informations délivrées par les capteurs de pression instationnaire de chaque campagne d'essai.

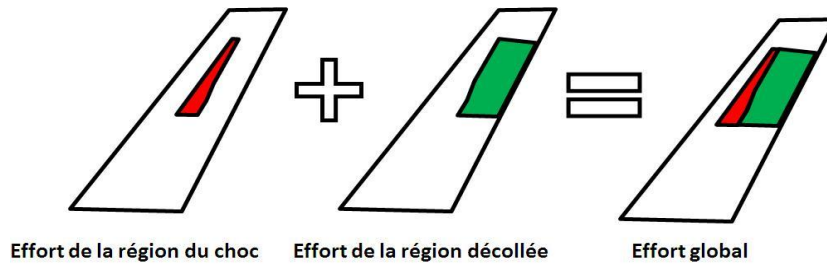


FIG. 7.1: Méthode de calcul des efforts aérodynamiques avec la méthode d'indépendance

La figure 7.2 montre les efforts calculés sur différentes régions de l'extrados voilure pour deux cas de tremblement des campagnes CAT3D, AVERT et FLIRET, un cas de tremblement moyen (figure 7.2, (a), (c) et (e)) et un cas de tremblement fort (figure 7.2, (b), (d) et (f)). La campagne ARW-2 ne sera pas utilisée dans cette partie du fait qu'on ne dispose d'aucune donnée de pression instationnaire pour cette campagne, ne permettant donc pas de calculer l'effort sur la voilure. Les cas présentés sont représentatifs de tous les autres cas testés sur l'ensemble des campagnes d'essais à disposition. En haut de chaque sous-figure se trouvent deux contours de RMS de pression, dans lesquelles sont délimitées en pointillé noir, la zone du choc (à gauche) et la zone décollée (à droite). Sur la partie basse de ces sous-figures se trouvent des PSD d'effort calculées à partir d'informations délivrées par les capteurs de pression instationnaire. L'effort dans la région du choc est ainsi tracé en bleu marine, l'effort dans la zone décollée est tracé en magenta et l'effort total sur l'ensemble de la zone excitée de l'aile est tracé en bleu foncé. La figure 7.2 montre que la contribution la plus importante en termes d'effort vient de la région décollée, ce qui est normal dans la mesure où cette région s'étale sur une partie importante de l'extrados voilure et où les niveaux d'instationnarités semblent également être relativement importants. Ceci n'est pas le cas de la région du choc qui n'apporte qu'une contribution faible due à sa petite dimension. De plus, en ce qui concerne la forme de ces PSD d'effort, la zone décollée semble être celle qui définit la forme globale de l'effort. En effet, les différences entre les courbes bleues et les courbes rouges sont très faibles du point de vue de la forme. Cette figure permet ainsi de bien montrer la contribution de chaque région dans le calcul de l'effort total subi par l'extrados voilure. Des études similaires sur les autres campagnes d'essais ont aussi montré la même tendance.

Afin de valider cette hypothèse d'indépendance entre les deux régions, une autre étude a été réalisée, en comparant cette fois-ci les efforts globaux calculés précédemment à ceux où l'on considère les deux régions totalement corrélées (i.e. les cohérences entre un capteur i de la zone du choc et un

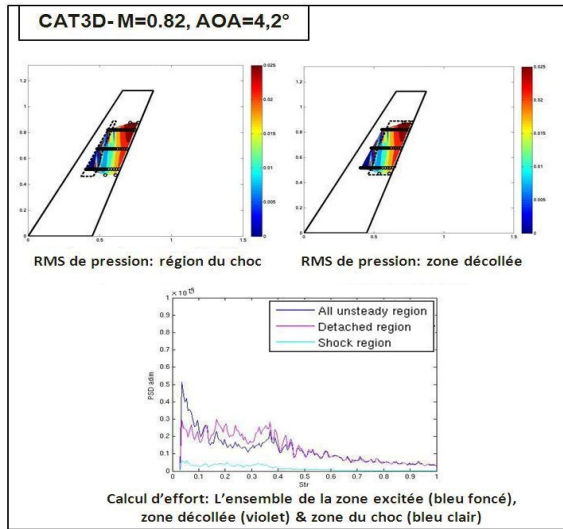
capteur j de la zone décollée égales à 1). L'idée est ainsi de montrer qu'entre les deux hypothèses à considérer pour cette étude (i.e. indépendance entre les deux régions et dépendance totale entre les deux régions), l'hypothèse d'indépendance reste la plus pertinente. Les efforts globaux calculés suivant deux méthodes différentes sont donc présentés sur la figure 7.3 pour les deux cas de tremblement étudiés : il y a ainsi un cas de tremblement moyen (figure 7.3, (a), (c) et (e)) et un cas de tremblement fort (figure 7.3, (b), (d) et (f)). Les cas présentés sur cette figure sont représentatifs de tous les cas étudiés sur l'ensemble des campagnes d'essais. La figure 7.3 est subdivisée en deux sous-figures contenant chacune trois images, un contour RMS de pression en haut délimitant l'ensemble de la zone excitée prise en compte pour le calcul de l'effort et deux spectres d'efforts en bas comparant les efforts expérimentaux aux efforts calculés à partir des hypothèses de dépendance et d'indépendance définie plus haut. Sur le spectre de gauche de chaque sous-figure se trouve l'effort global expérimental en bleu et l'effort calculé à partir de l'hypothèse d'indépendance en rouge (i.e. cohérences nulles entre les capteurs de la zone du choc et les capteurs de la zone décollée). Sur le spectre de droite se trouve l'effort global expérimental en bleu et l'effort calculé à partir de l'hypothèse de dépendance totale entre les régions en rouge (i.e. cohérence égale à un entre les capteurs de la zone du choc et les capteurs de la zone décollée).

L'effort global calculé à partir des deux régions prises de manière indépendante est très proche de l'effort global réel subi par la maquette. En effet, les amplitudes de ces PSD sont très similaires et le contenu fréquentiel des signaux est de manière générale bien conservé. Une légère différence subsiste néanmoins du fait que les cohérences entre les capteurs de chaque région ne sont pas réellement nulles mais plutôt très faibles suivant la plage de fréquence observée. Cette hypothèse permet ainsi de s'affranchir de la difficulté liée à la modélisation des phénomènes entre ces deux régions. En ce qui concerne l'effort global calculé en supposant une corrélation parfaite entre les deux régions, il est largement surestimé par rapport à l'effort global réel, confirmant ainsi la pertinence de l'hypothèse d'indépendance dans la modélisation des phénomènes entre la région du choc et la région décollée. Une étude de l'erreur relative obtenue à partir de ces efforts a aussi été réalisée afin de quantifier l'erreur générée par chacune des deux hypothèses. La figure 7.4 montre ainsi pour les différentes campagnes d'essais en soufflerie les erreurs obtenues en RMS d'effort pour ces deux méthodes de calculs.

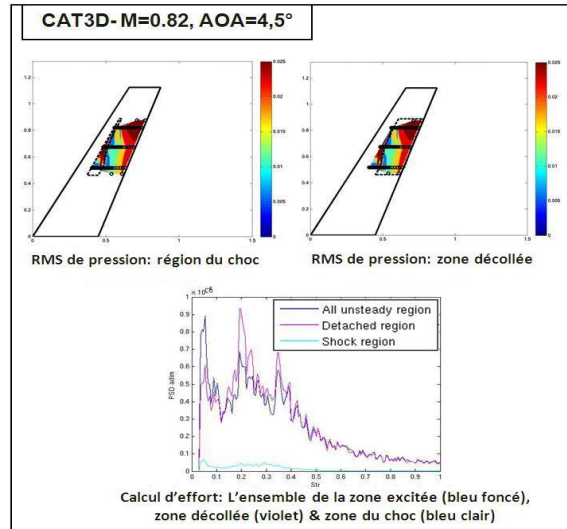
Les erreurs en RMS d'effort sont en moyenne pour la méthode des « régions indépendantes » de 13% pour la campagne CAT3D, 11% pour la campagne AVERT et de 6% pour la campagne FLIRET. Pour la méthode des « régions parfaitement dépendantes » l'erreur relative RMS d'effort est en moyenne de 140% pour la campagne CAT3D, 102% pour la campagne AVERT et 73% pour la campagne FLIRET. Ces chiffres permettent donc de bien confirmer la pertinence de l'hypothèse des « régions indépendantes » et d'ainsi valider cette approche pour la suite de l'étude. Concernant les écarts observés en termes d'erreur relative entre les essais FLIRET et les deux autres campagnes, ils se justifient par le nombre de capteurs installés sur chacune de ces campagnes. En effet, la campagne FLIRET est une campagne qui possède un nombre de capteurs très réduit par rapport aux deux autres campagnes, limitant ainsi l'erreur générée par les hypothèses faites, ce qui n'est pas le cas des autres campagnes bien mieux instrumentées.

7.1.2 Hypothèse n°2 : Les cohérences et déphasages en envergure entre les capteurs dans la région du choc ont des valeurs nulles

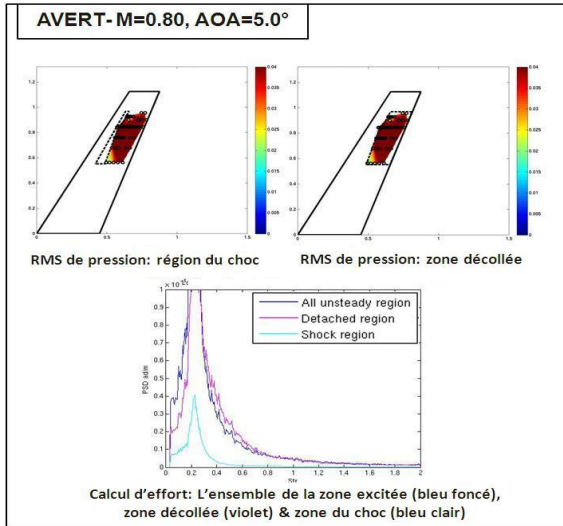
L'étude des cohérences et des déphasages en envergure dans la région du choc a montré que la modélisation de ces paramètres restait très complexe. En effet, les courbes analysées à partir des données CAT3D ne permettaient pas d'avoir une compréhension précise des phénomènes suivant cette direction, du fait notamment de la distance séparant les différentes sections d'études, rendant ainsi impossible toute modélisation. Les autres campagnes d'essais n'ont malheureusement pas pu fournir plus d'information à cet égard du fait de l'instrumentation trop grossière dans la zone du



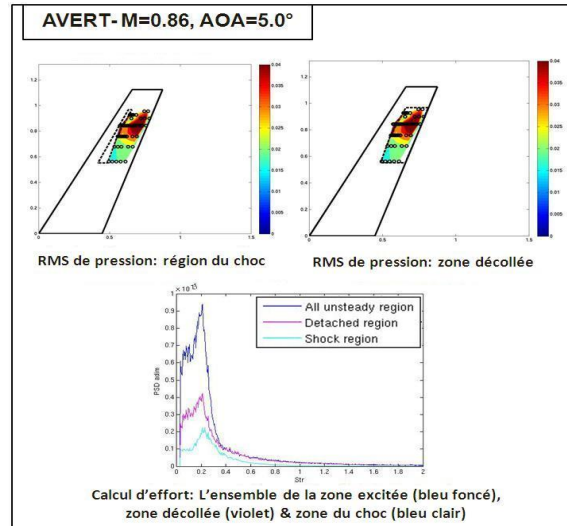
(a) Cas d'un tremblement moyen



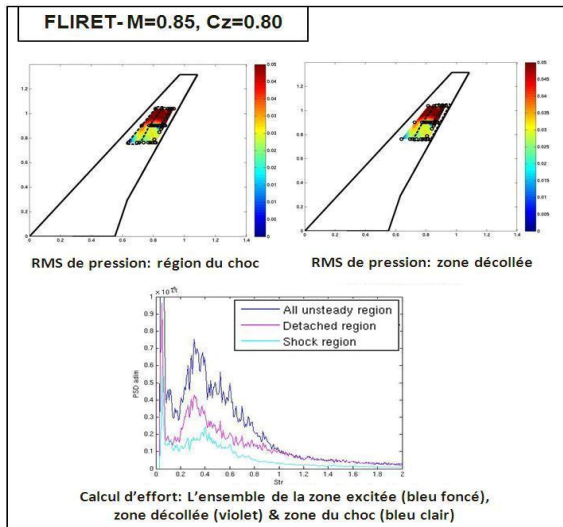
(b) Cas d'un tremblement fort



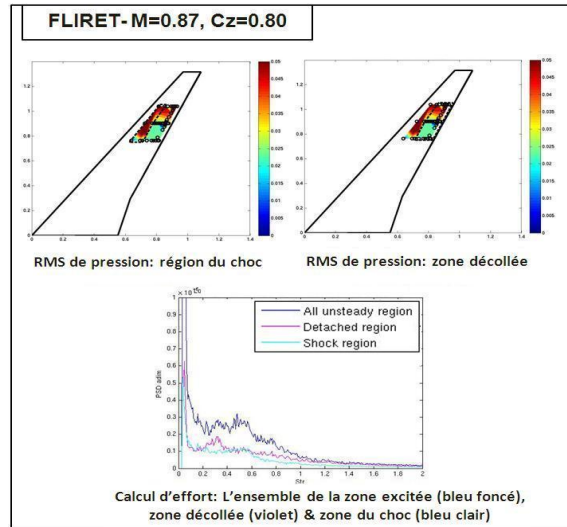
(c) Cas d'un tremblement moyen



(d) Cas d'un tremblement fort

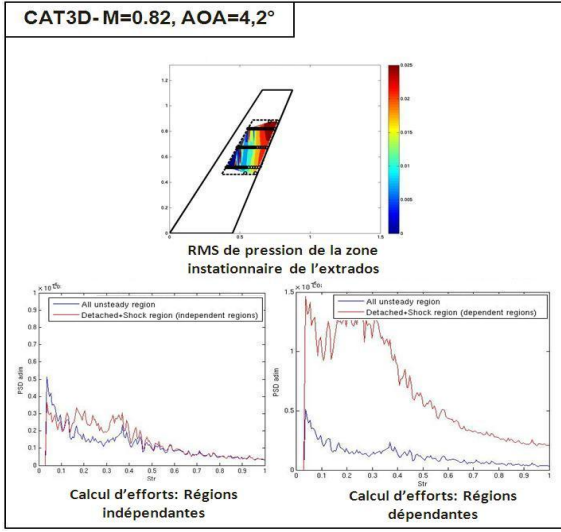


(e) Cas d'un tremblement moyen

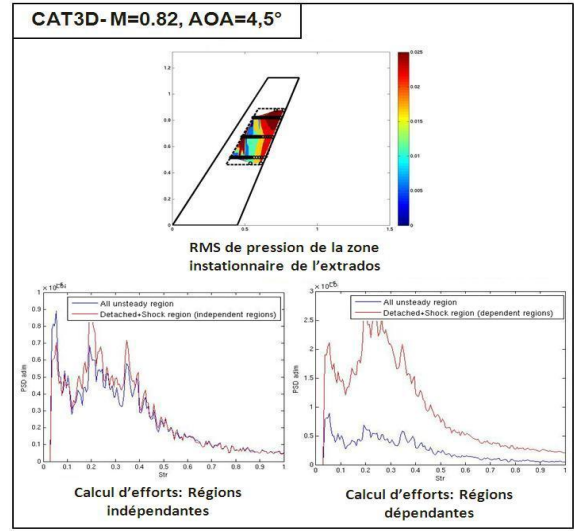


(f) Cas d'un tremblement fort

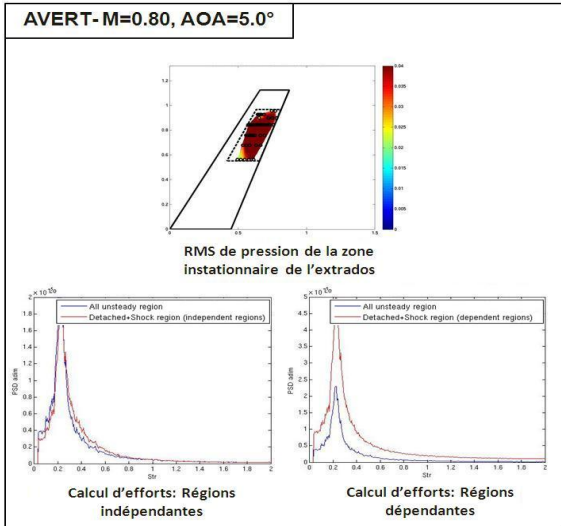
FIG. 7.2: Contribution des efforts de la zone décollée et de la zone du choc sur l'effort global



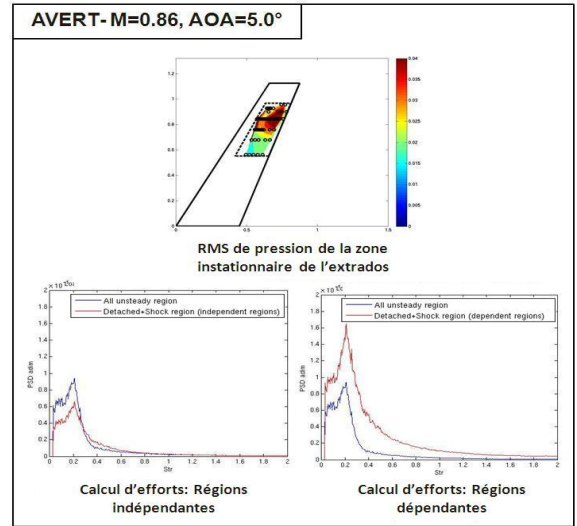
(a) Cas d'un tremblement moyen



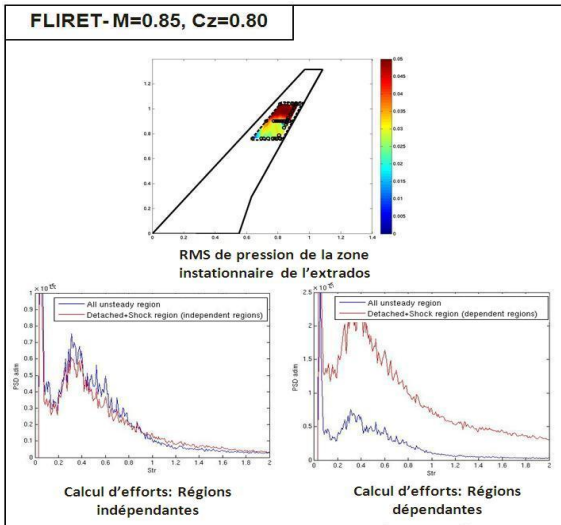
(b) Cas d'un tremblement fort



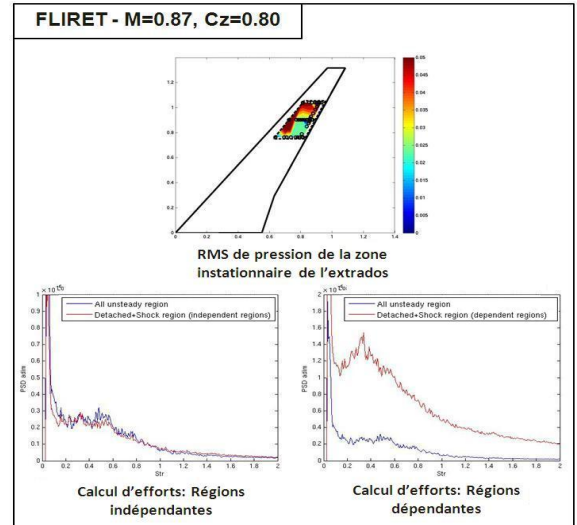
(c) Cas d'un tremblement moyen



(d) Cas d'un tremblement fort



(e) Cas d'un tremblement moyen



(f) Cas d'un tremblement fort

FIG. 7.3: Comparaison des efforts globaux entre la méthode des régions indépendantes et la méthode des régions dépendantes

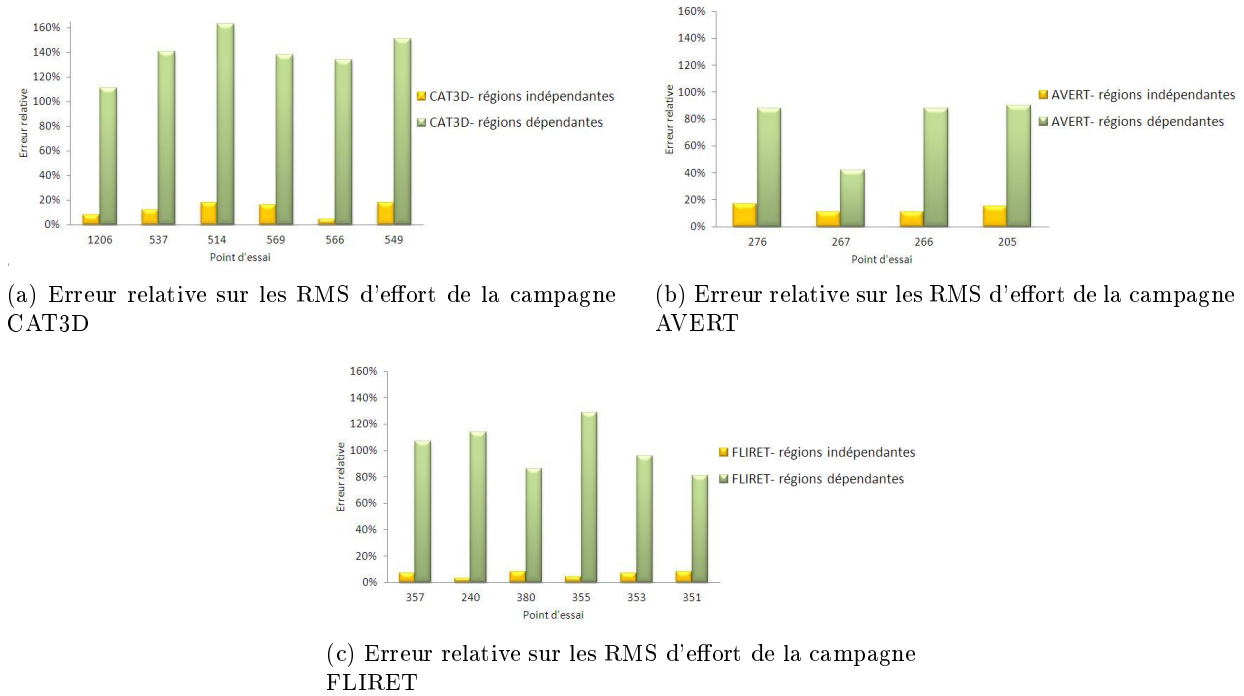


FIG. 7.4: Erreur relative en RMS d'effort sur les trois campagnes d'essais

choc. Afin de pallier ce manque de données, les cohérences et les déphasages entre les capteurs dans la région du choc ont ainsi été considérés nuls en envergure. Cette hypothèse permet de s'affranchir des inconnues liées à la propagation des instationnarités le long de l'envergure, tout en restant assez proche de la physique du phénomène.

7.1.3 Hypothèse n°3 : Les déphasages entre les capteurs dans la région du choc ont des valeurs nulles en corde

En ce qui concerne les déphasages le long de la corde, les observations faites lors de l'étude de cette zone dans la section 3.2.5 ont montré que les déphasages entre les capteurs le long de la corde pouvaient être également considérés comme nuls, du fait notamment de l'étendue très limitée de la région du choc. En effet, comme il a été montré dans la section 3.2.5, la région du choc s'étend sur environ 6% en corde sur l'extrados voilure rendant ainsi impossible la présence de déphasages importants suivant cette direction à l'intérieur de cette région.

7.1.4 Hypothèse n°4 : Les déphasages entre les capteurs dans la région du décollement ont des valeurs nulles en corde

L'étude des déphasages dans la région décollée a montré qu'il était difficile de prévoir l'évolution des phases le long de la corde dans la mesure où la propagation des instationnarités restait très mal comprise. L'hypothèse faite dans le but de limiter l'erreur induite par ces évolutions de phase a donc été de considérer les déphasages nuls entre les capteurs le long de la corde à l'intérieur de la zone décollée.

7.2 Modélisation des efforts à l'intérieur de la zone décollée

La modélisation des efforts instationnaires à l'intérieur de la zone décollée se déroule en plusieurs étapes : il y a tout d'abord une étape de modélisation des PSD de pression via des méthodes d'inter-

polation, ensuite une étape de modélisation des cohérences via la définition de coefficients de Corcos et finalement une étape de modélisation des déphasages dans laquelle s'effectue la modélisation des vitesses de propagation. Ces différentes étapes permettent ainsi de définir des CSD de pression et de calculer la valeur de l'effort aérodynamique. La figure 7.5 montre un schéma des différentes étapes à suivre dans le processus de modélisation des efforts de la zone décollée. Par souci de simplicité, la modélisation présentée dans cette partie sera basée sur les données de la campagne CAT3D même si le développement de ce modèle est effectué à partir des quatre campagnes d'essais présentés dans la section 3.1.

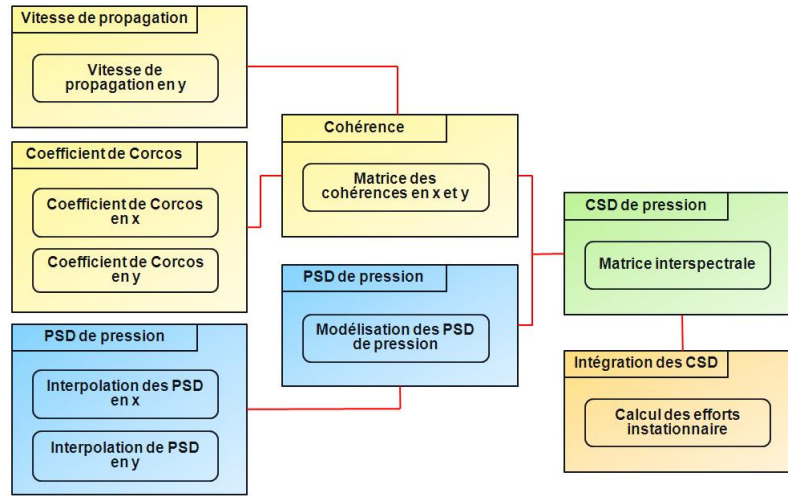


FIG. 7.5: Schéma de modélisation à l'intérieur de la zone décollée

Modélisation des PSD de pression La modélisation des PSD de pression a été similaire à celle définie dans le chapitre 6.2 pour les cas de tremblement HTP, intrados voilure et APF. Pour rappel, la section 2.1.3 avait montré que les amplitudes PSD de pression évoluaient de manière linéaire en corde et en envergure. Une interpolation linéaire était donc suffisante pour modéliser les PSD de pression à l'intérieur de la zone décollée. Cette interpolation a été utilisée pour modéliser les PSD de pression suivant la corde et l'envergure.

Modélisation des cohérences La modélisation des cohérences pour le cas du tremblement extrados voilure est légèrement différente de ce qui a été fait précédemment pour les autres cas de tremblement. En effet, les phénomènes physiques ne sont pas tout à fait les mêmes dans la mesure où il a été observé que le contenu fréquentiel du phénomène variait en fonction de la section en envergure étudiée. Il y a donc un besoin d'adapter le modèle de manière à rester le plus représentatif possible de la physique du phénomène. À l'image de ce qui a été précédemment effectué, la modélisation des cohérences passe par la modélisation des coefficients de Corcos. Il est donc nécessaire de bien définir des coefficients de Corcos afin de pouvoir bien modéliser ces cohérences entre les différents capteurs.

Définition des coefficients de Corcos Les coefficients de Corcos varient du fait de l'évolution fréquentielle des phénomènes observés suivant la position en envergure. Il est donc nécessaire de prendre en considération cette évolution dans la modélisation de ces coefficients. La figure 7.6 présente les coefficients de Corcos calculés à partir de couples de capteurs de pression instationnaire représentés par des points verts. Les formules des équations (6.2) et (6.3) ont été utilisées pour le calcul de ces coefficients. Les flèches bleues et rouges montrent les couples de capteur utilisés pour le calcul de ces coefficients. Les graphes à l'intérieur de l'encadré bleu présentent à gauche les

coefficients de Corcos tracés à partir des couples de capteurs situés le long de l'axe longitudinal sur la section interne, centrale et externe. L'encadré vert présente quant à lui les coefficients de Corcos calculés à partir de deux couples de capteurs situés sur deux sections différentes en corde. Dans ce dernier encadré, les coefficients de Corcos calculés à partir des capteurs situés à $x/c=95\%$ sont tracés en rouge et ceux calculés à partir des capteurs situés à $x/c=75\%$ sont tracés en bleu.

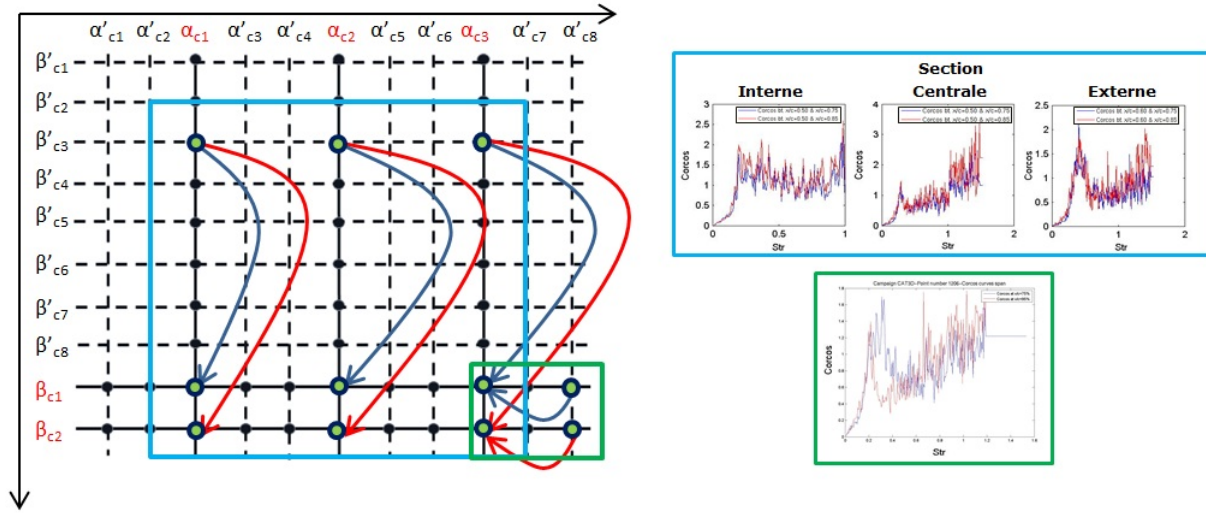


FIG. 7.6: Calcul des coefficients de Corcos à partir de quelques couples de capteurs à l'intérieur de la zone décollée

Les coefficients de Corcos calculés le long de la corde à partir de capteurs situés sur la même section en envergure ne présentent pas de variations en termes d'amplitude et de contenu fréquentiel. Les courbes de chaque graphe ont l'air de bien se superposer. Ceci n'est pas le cas pour les coefficients de Corcos calculés le long de l'envergure. Les courbes de Corcos présentées dans l'encadré vert montrent qu'entre deux sections en corde, il y a un léger décalage en fréquence mettant ainsi en évidence la présence d'instationnarités transverses de nature différente. Cette étude nous permet donc de montrer la présence de différents types d'instationnarités se propageant à l'intérieur de cette zone décollée. On a ainsi d'un côté les instationnarités qui se propagent le long de l'axe longitudinal et de l'autre les instationnarités qui se propagent le long de l'axe transverse. Cette étude préliminaire nous permet de définir cinq coefficients de Corcos différents, avec d'une part, trois coefficients suivant les trois sections en envergure et d'autre part deux coefficients suivant les deux sections en corde analysées. Au niveau de l'envergure il a été très difficile d'obtenir plus de deux valeurs de coefficient de Corcos dans la mesure où les capteurs trop séparés les uns des autres ne permettaient pas d'obtenir des valeurs exploitables fiables.

La figure 7.7 présente une grille de capteurs de pression instationnaire dans laquelle des coefficients de Corcos ont été attribués suivant les sections en corde et en envergure. Ainsi les paramètres α_{c1} , α_{c2} et α_{c3} représentent les coefficients de Corcos longitudinaux déterminés à partir des données expérimentales et appliqués à tous les capteurs situés sur chacune des trois sections en envergure qui ont servi à les calculer. Le coefficient α_{c1} sera ainsi utilisé pour tous les capteurs de la section interne, α_{c2} pour tous les capteurs de la section centrale et α_{c3} pour tous les capteurs de la section externe. Les coefficients β_{c1} et β_{c2} sont les coefficients de Corcos transverse qui seront utilisés pour tous les capteurs situés sur les deux sections en corde. Le coefficient β_{c1} est utilisé pour tous les capteurs situés à iso $x/c=75\%$ et β_{c2} pour tous les capteurs situés à iso $x/c=95\%$. Les paramètres α'_{ci} et β'_{ci} représentent les coefficients de Corcos qui n'ont pour le moment pas été calculés. En effet, pour le calcul des coefficients de Corcos longitudinaux il est nécessaire d'avoir au moins deux capteurs de préférence pas trop proches l'un de l'autre afin que les instationnarités présentes à l'intérieur de ce

décollement soient bien prises en compte, ce qui n'est pas le cas pour la plupart des sections en corde de cette campagne d'où l'intérêt de passer par une modélisation.

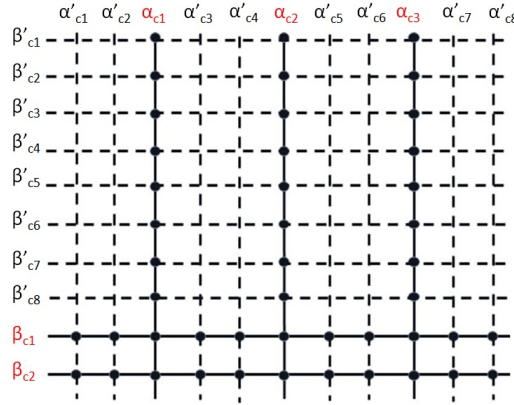


FIG. 7.7: Schéma d'une grille de capteurs à l'intérieur de la zone décollée

Au vu de la difficulté rencontrée lors de la définition des coefficients de Corcos, des méthodes d'interpolation linéaire ont été utilisées afin de modéliser ces coefficients là où l'information ne nous permet pas de les déterminer empiriquement. Les coefficients α'_{ci} et β'_{ci} ont ainsi été interpolés linéairement à partir des coefficients existants de la figure 7.7. Cette méthode permet d'attribuer pour chaque couple de capteurs situé sur une même section en envergure un coefficient de Corcos longitudinal et pour chaque couple de capteur situé sur une section même en corde, un coefficient de Corcos transverse.

Cette méthode bien qu'efficace pour déterminer les coefficients de Corcos suivant chaque section en corde et en envergure ne nous permet cependant pas de déterminer de manière précise les coefficients de Corcos entre un couple de capteurs dits « diagonaux » situés à la fois sur deux sections en corde et en envergure différentes (cf. points bleus de la figure 7.8). Afin de prendre en compte le lien entre ces couples de capteurs quelques hypothèses de modélisation doivent donc aussi être définies.

La figure 7.8 montre ainsi un cas dans lequel les capteurs en bleu ne sont pas situés sur une même section en corde et en envergure. Afin de calculer les coefficients de Corcos entre ce couple de capteur et de rester le plus physique possible, il est nécessaire de fixer deux conditions, d'une part sur la manière dont ce coefficient de Corcos (longitudinal et transverse) attribué pour ce couple de capteur va être calculé et d'autre part sur la distance séparant ces capteurs de pression instationnaire. Ce problème ne se posait pas précédemment sur les cas de tremblement HTP et intrados voilure dans la mesure où un seul coefficient de Corcos était défini en longitudinal et en transverse. On avait donc pas l'embarras du choix comme sur l'extrados voilure.

Les études réalisées sur les campagnes d'essai en soufflerie pour des cas de tremblement extrados voilure ont montré que le meilleur résultat en termes de modélisation des cohérences pour un couple de capteurs « diagonaux » était obtenu lorsque le coefficient de Corcos longitudinal retenu était celui qui appartenait à la section la plus proche située à l'extérieur par rapport aux deux capteurs et lorsque le coefficient de Corcos transverse retenu était celui qui appartenait à la section la plus proche du bord de fuite. Ainsi sur l'exemple des deux capteurs de la figure 7.8, le coefficient de Corcos longitudinal retenu est α_{c2} et le coefficient de Corcos transverse retenu est β_{c1} . Cette condition définie à partir des données empiriques permet ainsi de modéliser de manière correcte les cohérences entre les capteurs dits « diagonaux ». Concernant la condition relative à la distance entre les capteurs, celle-ci sera définie de manière à considérer les cohérences nulles pour des capteurs situés à des

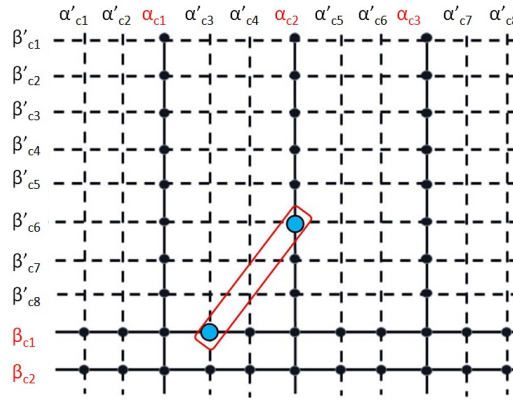


FIG. 7.8: Capteurs diagonaux à l'intérieur de la zone décollée

distances trop importantes en corde et en envergure. Le critère utilisé pour annuler les valeurs de cohérence a été fixé aux distances de $x/c > 20\%$ et $y/b > 15\%$, distance auxquels les capteurs sont considérés comme trop éloignés pour pouvoir présenter un quelconque lien physique.

Modélisation des phases La modélisation des phases dans le cas du tremblement extradoss voilure est également similaire à celle effectuée pour les cas de tremblement HTP. L'unique différence est qu'elle ne se fait que suivant l'envergure dans la mesure où l'évolution des déphasages en corde semble être relativement arbitraire et donc complexe à modéliser. Les valeurs des vitesses de convection n'ont par conséquent été déterminées que suivant l'envergure.

Avant de se lancer dans la modélisation, il est important de rappeler l'étude réalisée dans la section 3.2.5. En effet, l'étude des déphasages en envergure à l'intérieur de la zone décollée avait montré l'existence d'une propagation d'instationnarité le long de cette direction. Il avait ainsi été conclu que, dans la zone décollée, il existait des instationnarités se propageant de l'intérieur vers l'extérieur de l'aile à des vitesses caractéristiques assez particulières. Les vitesses oscillaient autour d'une valeur de V_{py}/V_∞ de 0,4 avec V_{py} la vitesse de propagation le long de l'envergure et V_∞ la vitesse infinie amont. Malheureusement, cette valeur de vitesse de propagation ne peut se déterminer que sur un nombre de capteurs très réduits. Afin de rester le plus représentatif de la physique et de s'affranchir des difficultés liées au calcul de ces vitesses, l'hypothèse d'homogénéité des vitesses de propagation sera effectuée pour ce type de tremblement à l'image de ce qui a été fait lors de l'étude sur l'HTP. Lorsque cette vitesse ne peut être déterminée empiriquement, la valeur utilisée par défaut suivant cette direction sera de $0,4V_\infty$. La figure 7.9 résume l'approche qui a été utilisée pour la modélisation de cette vitesse le long de l'envergure à l'intérieur de la zone décollée. Cette figure représente schématiquement les phénomènes présents sur une aile lorsqu'on se trouve en condition de tremblement. La ligne rouge représente l'onde de choc, la surface bleue la zone décollée, les croix rouges les capteurs de pression instationnaire à l'intérieur de la région décollée et les flèches rouges la direction de propagation des instationnarités. V_{pi} représente les différentes vitesses de propagation en envergure suivant la position du capteur et V_{py} la vitesse de propagation de l'écoulement global en envergure utilisée dans la modélisation.

Le déphasage suivant la direction transverse est déterminé via l'équation (6.4) en ne considérant que les termes en y . Ce déphasage sera exprimé en fonction de la V_{py} modélisée suivant l'envergure. Il est à noter que comme le déphasage modélisé entre les capteurs le long de la corde est nul, le déphasage global entre les différents capteurs à l'intérieur de la zone décollée est égal à celui modélisé en envergure.

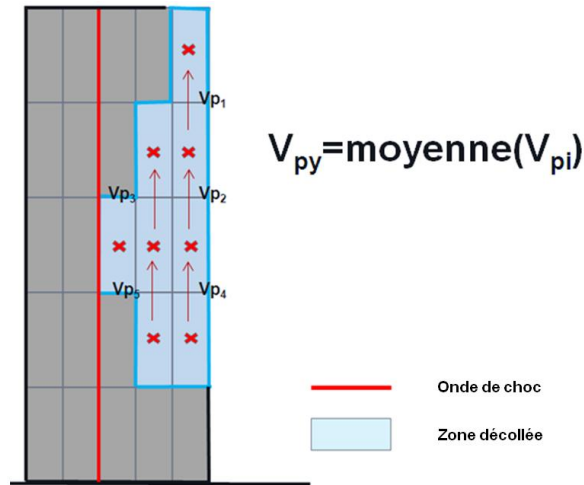


FIG. 7.9: Modélisation des vitesses de propagation suivant l'envergure

Modélisation des CSD de pression et calcul des efforts aérodynamiques Le terme de CSD de pression découle des valeurs de cohérences, de déphasages et de PSD de pression. Le calcul des CSD de pression et des efforts aérodynamiques se fera donc comme défini dans l'équation (6.5) et (6.6) du chapitre 6.2.

7.3 Validation du modèle à l'intérieur de la zone décollée

La validation du modèle dans la zone décollée est réalisée en utilisant les données des campagnes d'essais en soufflerie CAT3D, AVERT et FLIRET. La campagne ARW-2 n'a pas été utilisée dans cette partie du fait qu'on ne dispose pour cette campagne que des valeurs de RMS de pression. Par souci de simplicité, seuls les résultats obtenus sur la campagne CAT3D seront présentés dans cette partie. Les résultats obtenus sur les deux autres campagnes peuvent se trouver dans l'annexe C. L'instrumentation utilisée pour valider le modèle est présentée sur la figure 7.10. Les capteurs de pression instationnaire modélisés dans la zone décollée sont représentés sous forme de points noirs. La zone en bleu délimite la zone décollée et les capteurs de référence utilisés pour valider le modèle sont représentés sous la forme de points rouges. Treize capteurs ont été utilisés pour modéliser les efforts à l'intérieur de la zone décollée. Les résultats ont été validés sur toutes les sections de cette campagne d'essai, néanmoins nous nous limiterons dans ce mémoire à montrer les résultats des sections entourées en rouge sur la figure 7.10. Un cas de tremblement moyen et un cas de tremblement fort ont été étudiés.

Avant d'entamer la validation du modèle il est important de préciser que pour chaque figure, le code de couleur utilisé a été le suivant : en bleu ont été tracées les données expérimentales et en rouge les données modélisées. Les figures dans lesquelles seules une couleur apparaît sont celles où les valeurs expérimentales et modélisées sont identiques.

Validation de la modélisation des PSD de pression Dans cette partie, les PSD de pression sont modélisées puis comparées aux données expérimentales. La figure 7.11 présente les PSD des différents capteurs d'une même section en envergure tracées en fonction des fréquences adimensionnées.

Les PSD modélisées ont des valeurs très proches des PSD expérimentales sur toute la corde, tant du point de vue de la forme que de l'amplitude. Ce résultat a aussi été observé sur les autres sections en envergure. La méthode d'interpolation linéaire semble donc valide pour modéliser les

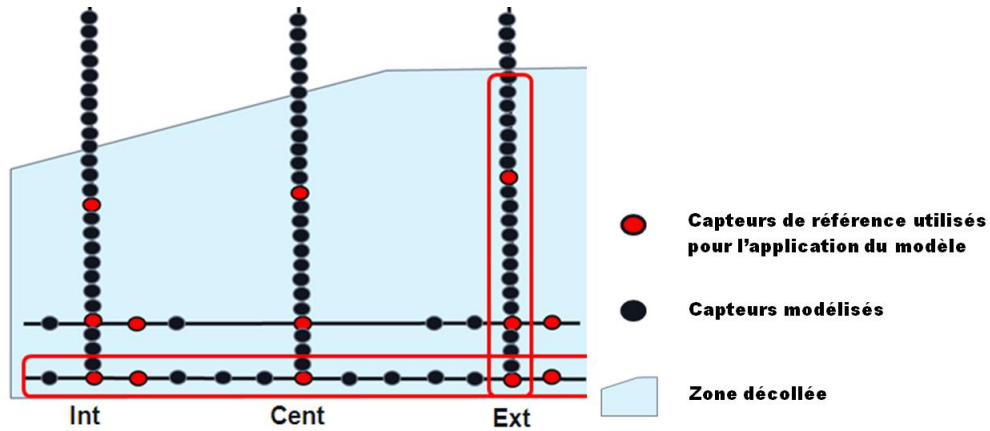


FIG. 7.10: Instrumentation de référence utilisée dans la campagne CAT3D

PSD en corde à l'intérieur de la zone décollée.

Une étude a aussi été réalisée en envergure dans le but de valider la modélisation suivant cette direction. Ainsi, la figure 7.12 présente les PSD des différents capteurs d'une même section en corde tracées en fonction des fréquences adimensionnées.

Les PSD de pression modélisées ont, à l'image de ce qui a été observé sur la figure précédente, des valeurs très proches des PSD expérimentales. En effet, la forme ainsi que l'amplitude de ces PSD sont bien estimées. Ce résultat a aussi été vérifié sur l'autre section en corde. La méthode d'interpolation linéaire semble donc être suffisante pour la prévision des PSD de pression à l'intérieur de la zone décollée.

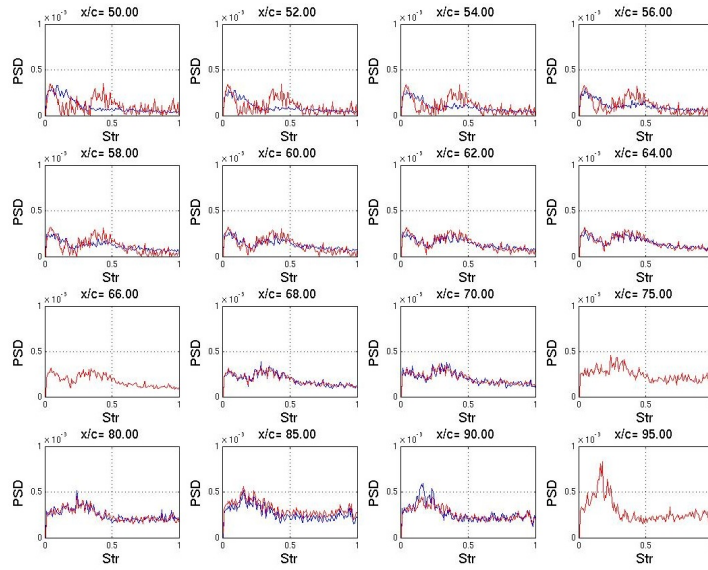
Validation de la modélisation des cohérences Dans cette partie, les cohérences sont modélisées puis comparées aux données expérimentales. La figure 7.13 présente les cohérences entre différents couples de capteurs d'une même section en envergure à $y/b=73\%$ tracées en fonction des fréquences adimensionnées.

Les cohérences modélisées sur cette figure ont des valeurs très proches des cohérences expérimentales sur toute cette section. La décroissance en fréquence et dans l'espace est bien prise en compte par le modèle. Ce résultat a aussi été vérifié sur les autres sections de cette campagne. Le modèle de cohérence semble donc être suffisant et valide pour la prévision des cohérences suivant l'axe longitudinal.

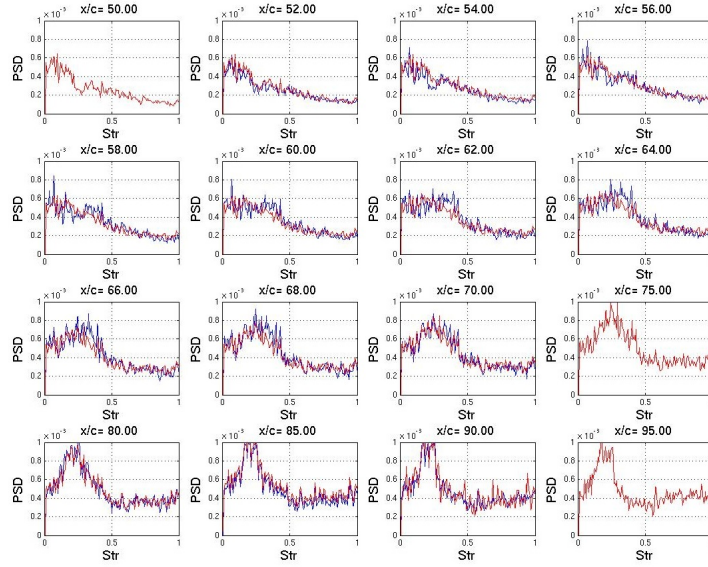
La figure 7.14 présente les cohérences tracées à partir de différents couples de capteurs d'une même section en corde à $x/c=95\%$ en fonction des fréquences adimensionnées. Le capteur de référence est situé à $y/b=78\%$ en envergure.

Les cohérences modélisées sur cette figure ont aussi des valeurs très proches des cohérences expérimentales sur toutes les sections étudiées. L'évolution des cohérences suivant la direction transverse est bien respectée en fréquence et en amplitude. La modélisation des cohérences via le modèle de Corcos semble à nouveau être suffisante et valide pour cette étude.

Dans le cadre de la validation du modèle de cohérence, une autre étude a été envisagée pour les couples de capteurs situés sur des sections différentes en corde et en envergure (c.f. figure 7.8). Cette étude a ainsi cherché à valider les conditions imposées dans la section 7.2 concernant la modélisation



(a) Cas de tremblement moyen

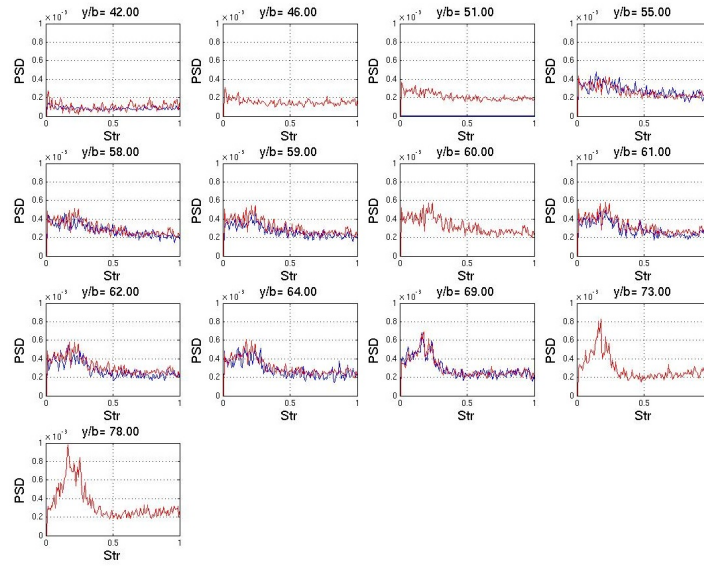


(b) Cas de tremblement fort

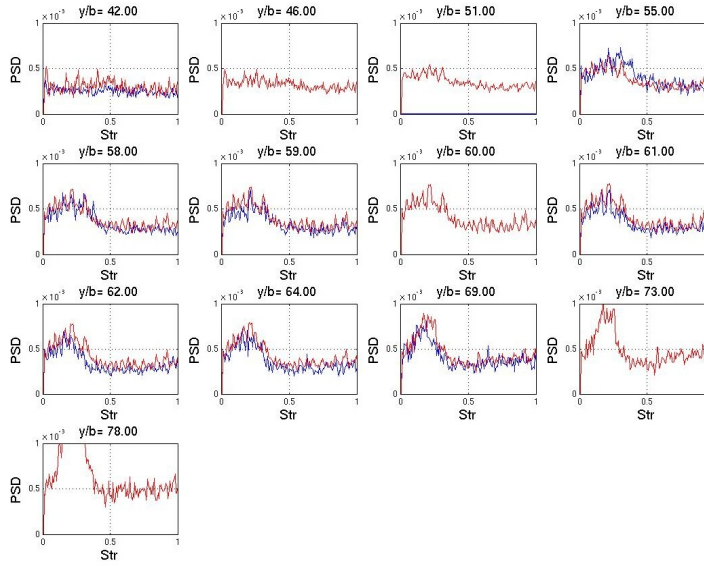
FIG. 7.11: PSD de pression suivant la corde (Campagne CAT3D)

des cohérences entre capteurs diagonaux. La figure 7.15 présente les cohérences calculées à partir des différents couples de capteurs, positionnés sur des sections différentes en envergure et en corde, tracées en fonction des fréquences adimensionnées. Le capteur de référence est situé à $x/c=75\%$ et $y/b=73\%$. Les cohérences sont ainsi comparées entre ce capteur et les capteurs de la section $x/c=95\%$.

Les cohérences modélisées entre ces différents couples de capteurs dits « diagonaux » sont très proches des cohérences expérimentales. En effet, l'évolution en amplitude et en fréquence est bien prévue pour ces différents couples de capteurs. Des résultats similaires ont aussi été retrouvés sur tous les autres couples de capteurs étudiés. Les conditions de modélisation de ces capteurs semblent donc donner des résultats proches de la physique et peuvent donc s'appliquer à l'intérieur de la région décollée.



(a) Cas de tremblement moyen

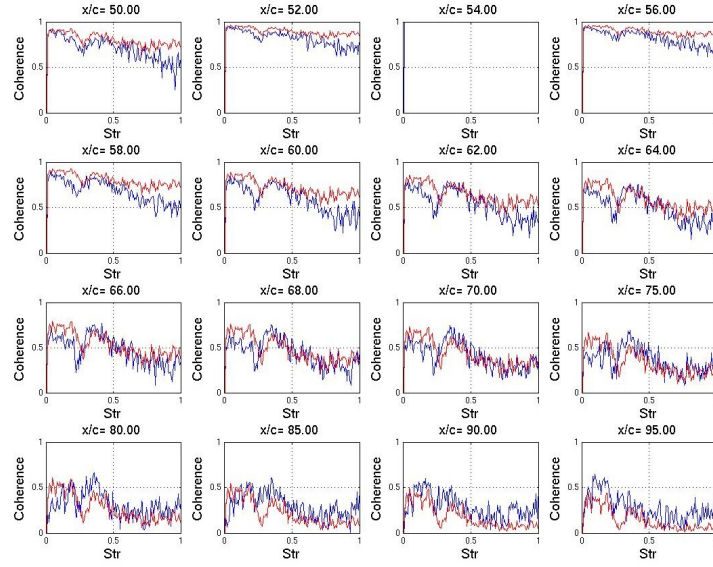


(b) Cas de tremblement fort

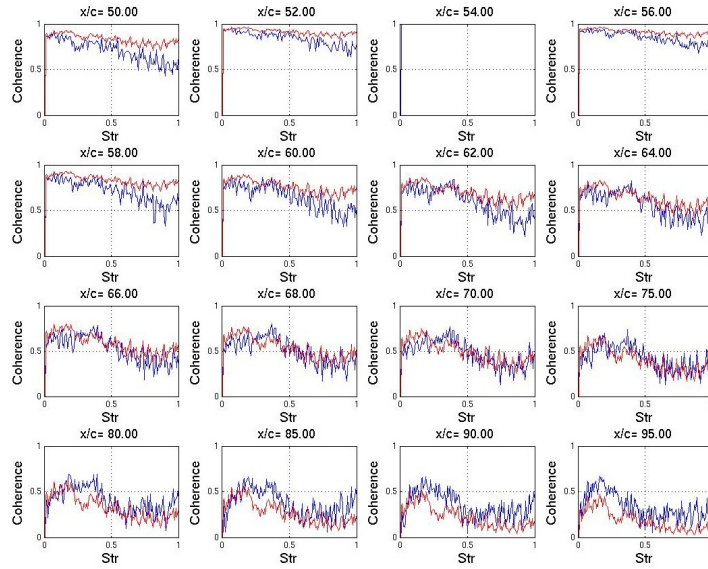
FIG. 7.12: PSD de pression suivant l'envergure (Campagne CAT3D)

Validation de la modélisation des phases Dans cette partie, les déphasages entre les différents couples de capteurs sont modélisés puis comparés aux données expérimentales. La figure 7.16 présente les déphasages entre différents couples de capteurs d'une même section en envergure à $y/b=73\%$ tracées en fonction des fréquences adimensionnées. Le capteur de référence est situé à $x/c=54\%$.

Cette figure montre l'existence de différences assez notables entre le modèle et les données en soufflerie. Ceci était prévisible dans la mesure où une grosse hypothèse avait été réalisée concernant la modélisation des phases le long de la corde. Toutefois, malgré ces divergences, l'hypothèse sur les phases sera conservée dans la mesure où celle-ci reste la plus pertinente au vu de la complexité du phénomène et du caractère pseudo-aléatoire de l'évolution des phases le long de cette direction.

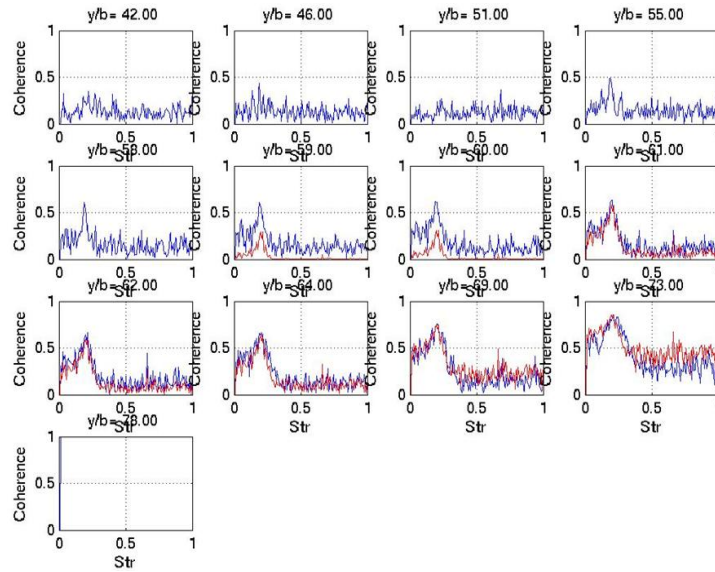


(a) Cas de tremblement moyen

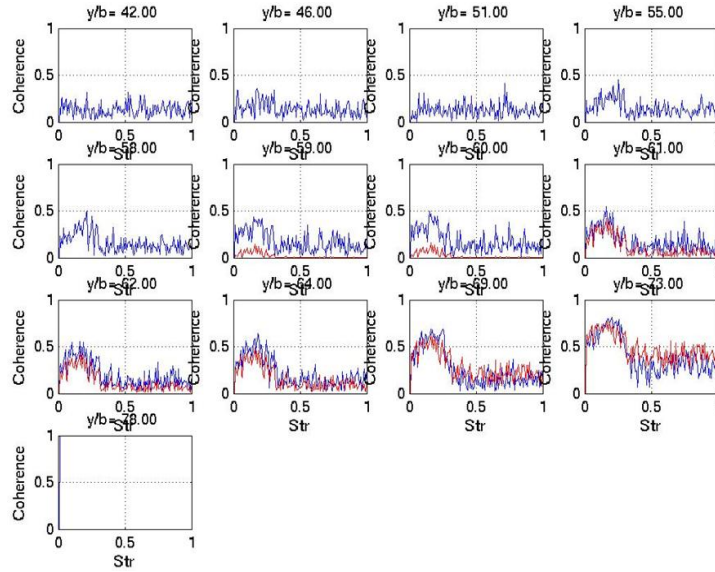


(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.13: Cohérences entre les capteurs suivant la corde (Campagne CAT3D)



(a) Cas de tremblement moyen

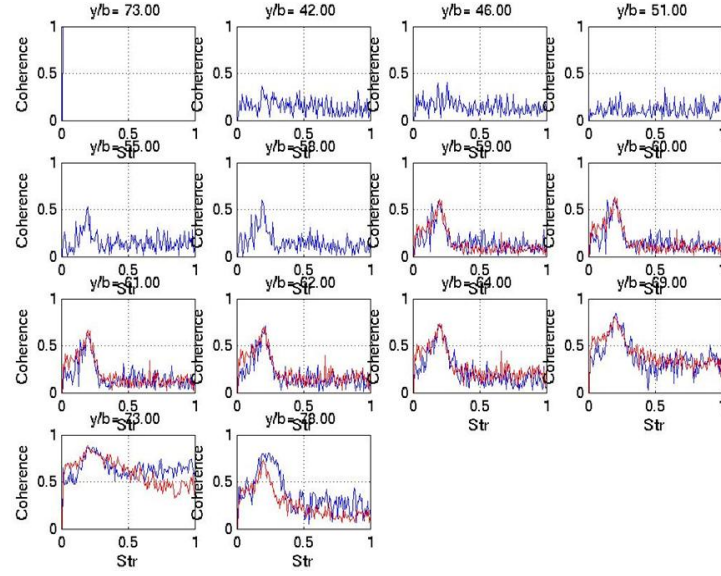


(b) Cas de tremblement fort

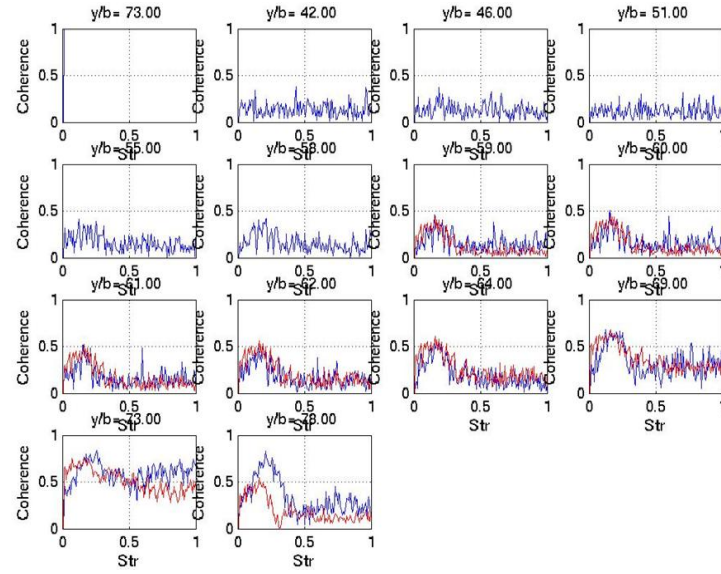
FIG. 7.14: Cohérences entre les capteurs suivant l'envergure (Campagne CAT3D)

En ce qui concerne l'étude réalisée sur des capteurs positionnés le long de l'envergure, la figure 7.17 présente les déphasages entre différents couples de capteurs d'une même section en corde à $x/c=95\%$ tracés en fonction des fréquences adimensionnées. Le capteur de référence est situé à $y/b=78\%$.

La modélisation des déphasages suivant l'axe transverse ne semblent pas a priori montrer de bons résultats si l'on se concentre sur les courbes des premiers capteurs (i.e. les capteurs situés à des y/b allant de 42% à 58%). Cela n'est pas surprenant dans la mesure où ces capteurs sont situés à une distance assez importante du capteur de référence. Le modèle considère d'ailleurs ces déphasages comme nuls. Cependant, pour les capteurs situés non loin du capteur de référence, les résultats sont bien différents. En effet, les déphasages modélisés sont très proches des déphasages expérimentaux et l'évolution de la pente est également très bien respectée pour l'ensemble des capteurs. Ce constat

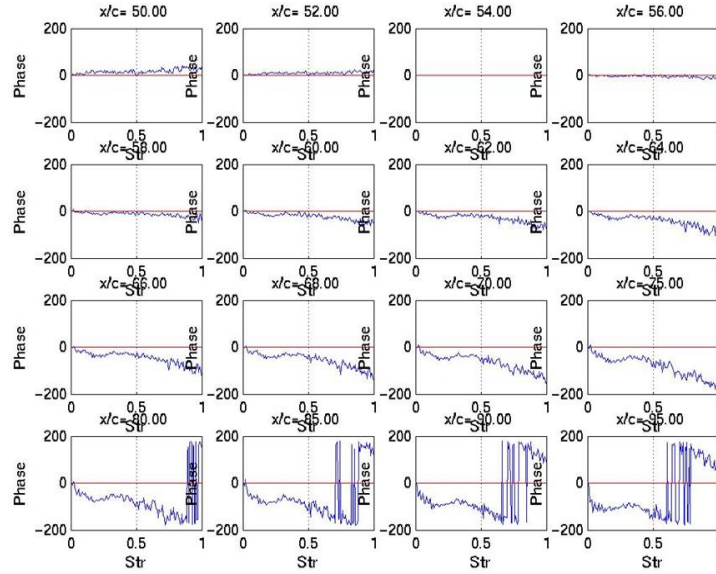


(a) Cas de tremblement moyen

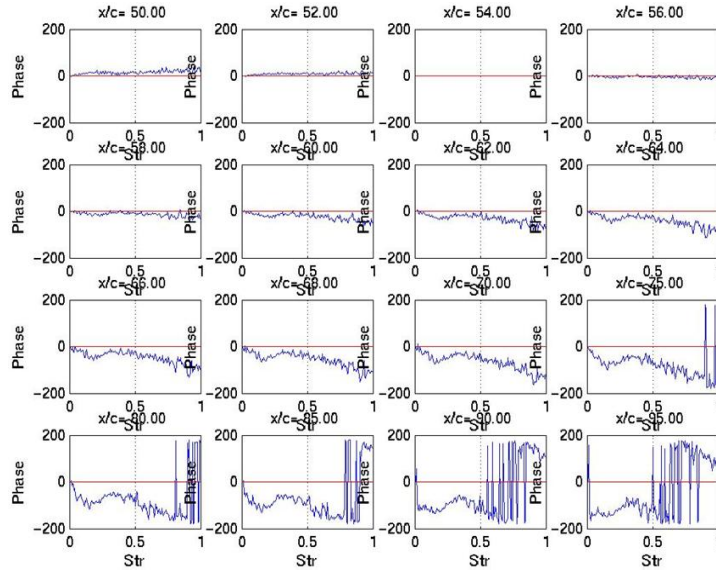


(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.15: Cohérences entre les capteurs diagonaux (Campagne CAT3D)

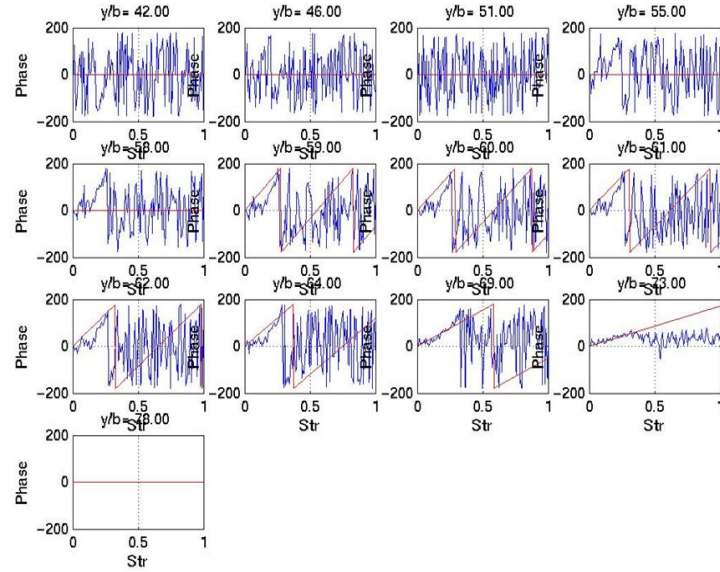


(a) Cas de tremblement moyen

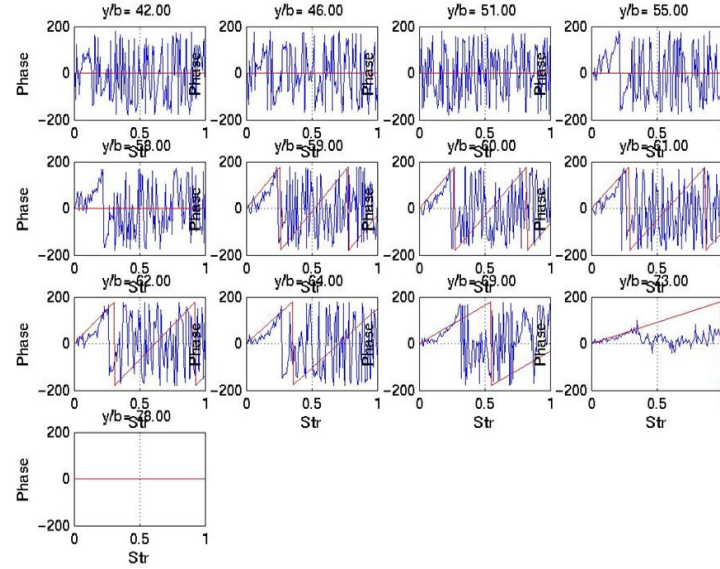


(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.16: Déphasages entre les capteurs suivant la corde (Campagne CAT3D)



(a) Déphasages entre les capteurs- Cas de tremblement moyen



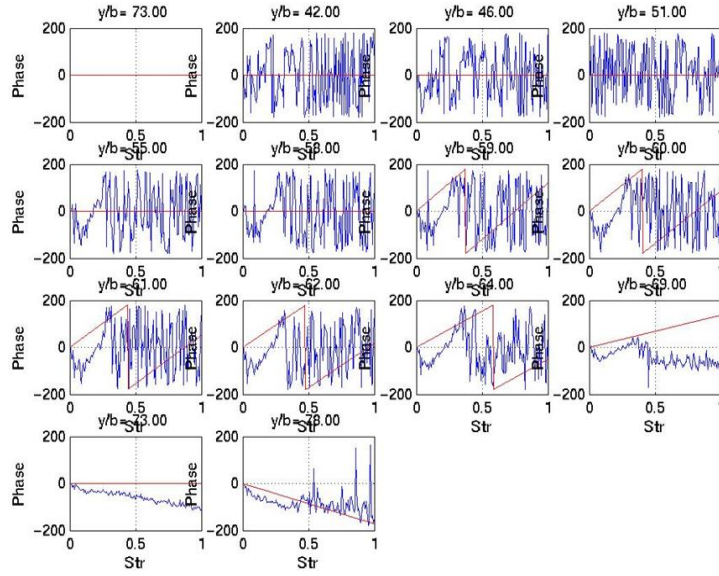
(b) Déphasages entre les capteurs- Cas de tremblement fort

FIG. 7.17: Déphasages entre les capteurs suivant l'envergure (Campagne CAT3D)

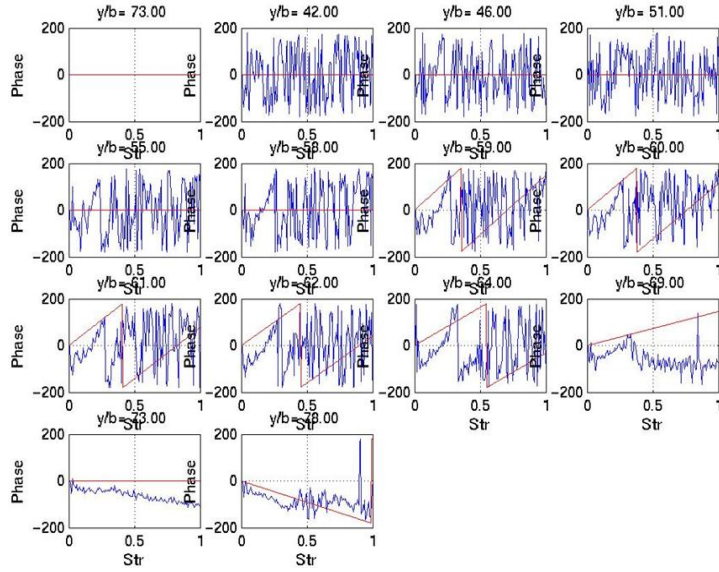
a aussi été vérifié sur la section à $x/c=75\%$ pour les capteurs situés à proximité du capteur de référence. La modélisation des déphasages semble donc être valide en envergure pour les capteurs proches du capteur de référence.

Une étude a aussi été réalisée pour des capteurs dits « diagonaux » pour vérifier que les hypothèses faites dans la modélisation des déphasages à l'intérieur de la zone décollée étaient adaptées au phénomène étudié. La figure 7.18 présente les déphasages calculés à partir de différents couples de capteurs, situés sur une section en envergure et en corde différente, tracés en fonction des fréquences adimensionnées. Le capteur de référence est situé à $x/c=75\%$ et $y/b=73\%$. Les déphasages entre les capteurs de la section à $x/c=95\%$ et le capteur de référence sont ainsi tracés.

Les résultats obtenus sur cette figure permettent à nouveau de globalement valider l'approche



(a) Cas de tremblement moyen

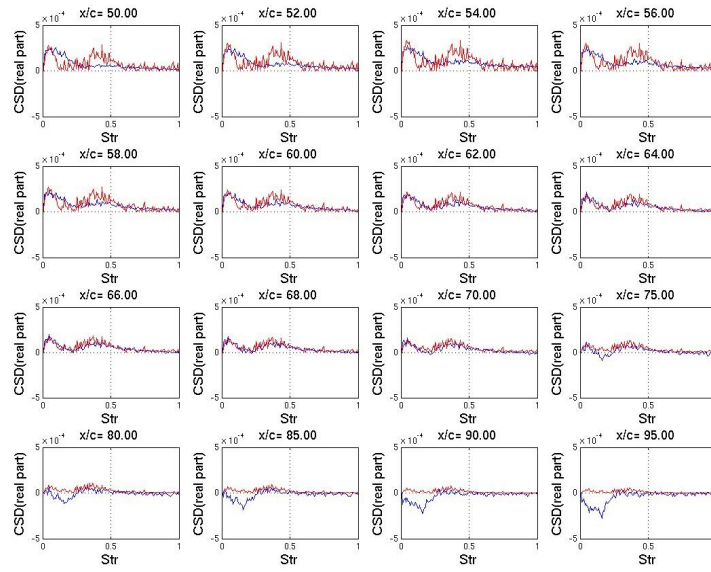


(b) Cas de tremblement fort

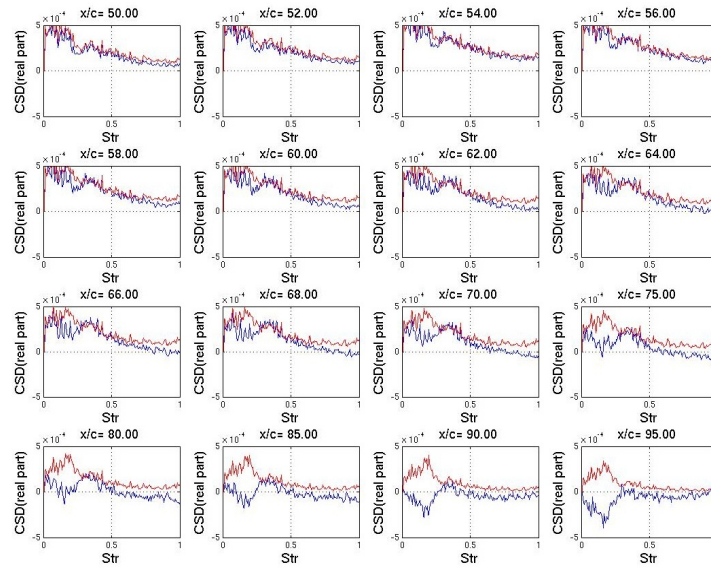
FIG. 7.18: Déphasages entre les capteurs diagonaux (Campagne CAT3D)

utilisée pour la modélisation des déphasages des capteurs dits « diagonaux ». En effet, nous pouvons voir que les pentes entre les capteurs situés non loin du capteur de référence sont relativement bien prévues de même que les signes de la pente entre ces courbes. Il est toutefois possible d'observer un petit écart entre les données soufflerie et le modèle, une erreur engendrée par le modèle probablement due à la non prise en compte des déphasages entre les capteurs le long de l'axe longitudinal.

Validation de la modélisation des CSD Dans cette partie les CSD de pression entre les différents couples de capteurs sont modélisées puis comparées aux données expérimentales. Il est à noter que ce terme est une conséquence des paramètres étudiés précédemment, ainsi toute erreur de modélisation apparue lors de l'étude de ces paramètres aura un impact direct sur les valeurs des CSD de pression.



(a) Cas de tremblement moyen



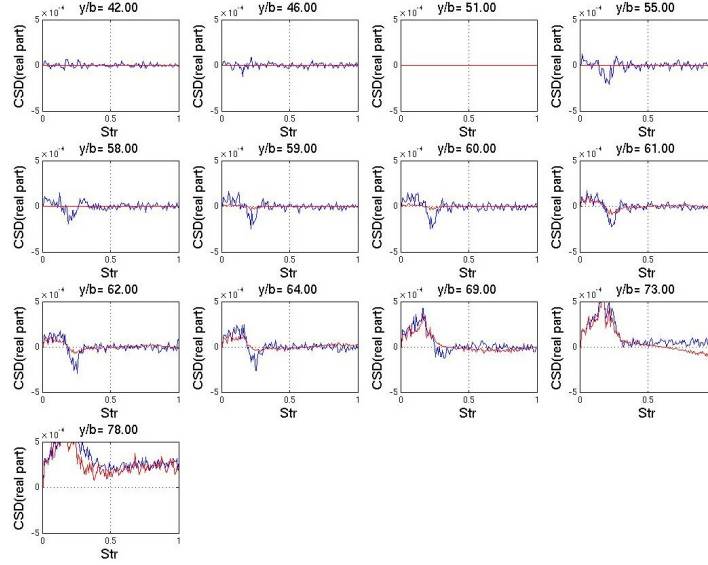
(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.19: CSD entre les capteurs suivant la corde (Campagne CAT3D)

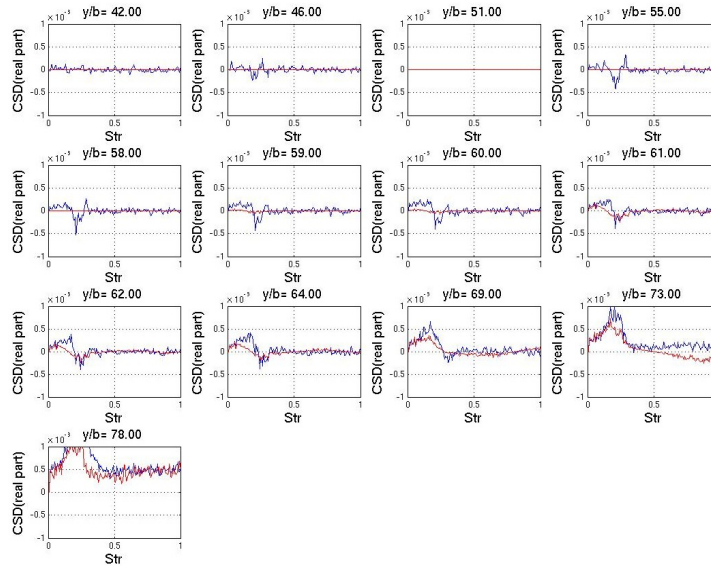
La figure 7.19 présente les parties réelles des CSD de pression calculées entre les différents couples

de capteurs d'une même section en envergure à $y/b=73\%$ et tracées en fonction des fréquences adimensionnées. Le capteur de référence est situé à $x/c=54\%$.

Les parties réelles des CSD de pression modélisées sont relativement proches de celles des CSD expérimentales, sauf pour les capteurs situés loin du capteur de référence. En effet, pour les capteurs proches du capteur de référence, les CSD sont très bien estimées, notamment en termes de forme et d'amplitude ce qui est moins le cas pour les capteurs situés dans ce cas là dans la zone proche du bord de fuite, qui sont eux bien plus éloignés du capteur de référence.



(a) Cas de tremblement moyen



(b) Cas de tremblement fort

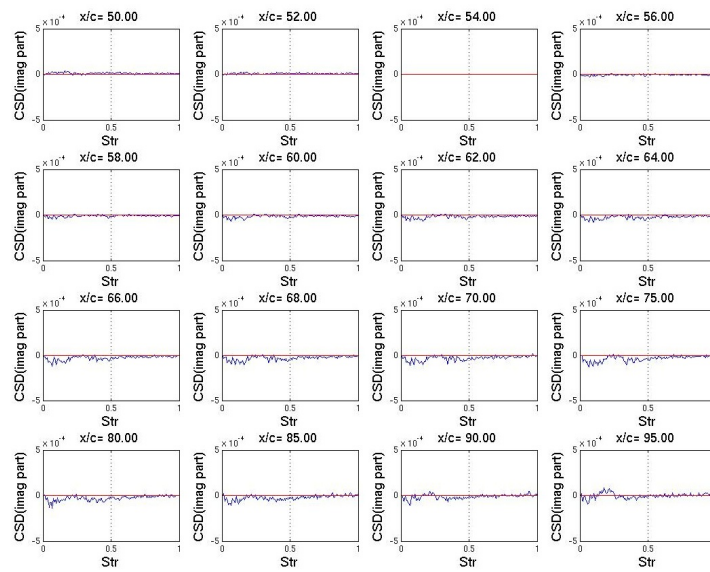
FIG. 7.20: CSD entre les capteurs suivant l'envergure (Campagne CAT3D)

En ce qui concerne l'étude réalisée sur des capteurs de pression positionnés le long de l'envergure, la figure 7.20 présente les parties réelles des CSD de pression calculées entre différents couples de capteurs d'une même section en corde à $x/c=95\%$ tracées en fonction des fréquences adimension-

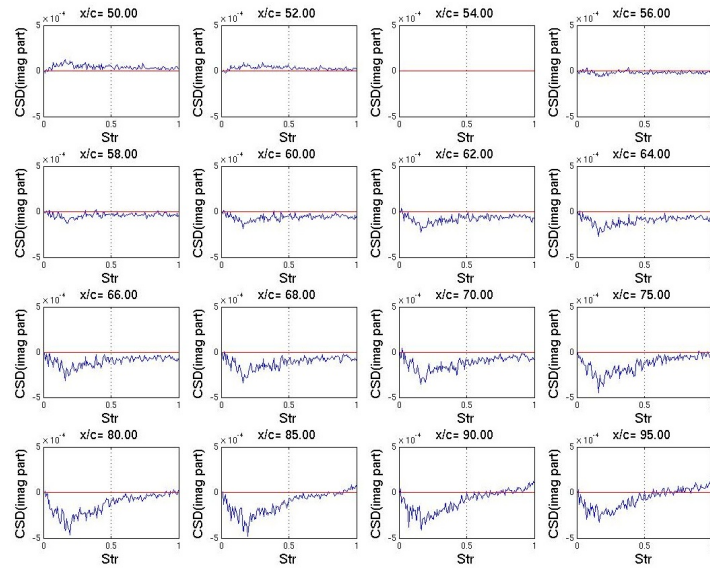
nées. Le capteur de référence est situé à $y/b=78\%$ en envergure.

Les parties réelles des CSD de pression modélisées ont globalement des valeurs proches de celles des CSD expérimentales sur cette section en envergure. En effet, la tendance de ces courbes en amplitude et en fréquence est bien respectée. La modélisation des parties réelles des CSD via le modèle de cohérence semble donc être adaptée à cette étude en envergure.

La figure 7.21 présente la partie imaginaire des CSD de pression tracées en fonction de la fréquence adimensionnée et calculée entre les différents couples de capteurs d'une même section en envergure. Le capteur de référence est situé à $x/c=54\%$.



(a) Cas de tremblement moyen



(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.21: Comparaison de la partie imaginaire des CSD entre les capteurs des trois cas d'étude suivant la corde (Campagne CAT3D)

Cette figure montre bien les limites du modèle de cohérence adapté au cas du tremblement extradors voilure. En effet, l'hypothèse d'un déphasage nul entre les capteurs a pour conséquence l'annulation de la partie imaginaire des CSD de pression modélisées. Des écarts importants entre le modèle de cohérence et les données expérimentales pour cette grandeur apparaissent donc. Toutefois, on peut observer si l'on compare cette figure à la figure 7.19 qu'un écart important apparaît en amplitude entre les données expérimentales de la partie réelle et de la partie imaginaire des CSD de pression. Ceci est bien représenté par le modèle de cohérence.

Validation de la modélisation des efforts aérodynamiques Les PSD d'effort sont validées dans cette partie. Pour rappel, ces PSD d'effort ont été obtenues suite à l'intégration des CSD sur les surfaces associées à chaque capteur situées à l'intérieur de la zone décollée. La figure 7.22 présente les PSD d'efforts aérodynamiques globales calculées à l'intérieur de la zone décollée en fonction de la fréquence. L'effort modélisé est tracé en rouge et l'effort expérimental en bleu.

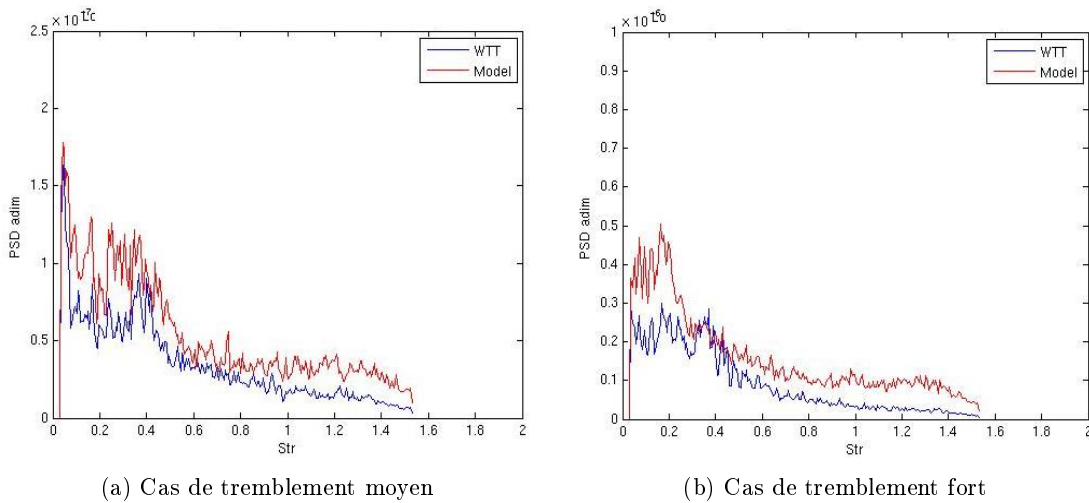


FIG. 7.22: PSD d'effort instationnaire (Campagne CAT3D)

Les PSD d'efforts modélisées ont des valeurs assez proches des PSD d'efforts expérimentales dans la zone décollée avec néanmoins une légère surestimation du modèle. Un léger décalage en amplitude apparaît en effet entre les deux courbes. Du point de vue des fréquences, les courbes restent toutefois bien représentées. En ce qui concerne l'écart en RMS d'effort, le modèle engendre une erreur relative de 20% par rapport aux données expérimentales. Ce résultat reste correct au vu des inconnues et des hypothèses associées à la physique de ce phénomène. L'étude sur les autres campagnes d'essais a aussi montré des résultats très proches de ceux observés sur la campagne CAT3D. Les erreurs relatives obtenues en RMS d'effort sur ces campagnes ont été en moyenne de 23% pour la campagne AVERT et de 5% pour la campagne FLIRET. L'écart observé entre ces modèles est principalement dû à la faible instrumentation de la campagne FLIRET, limitant ainsi l'erreur engendrée par le modèle.

7.4 Analyse de sensibilité des efforts à l'intérieur de la zone décollée

L'effort aérodynamique instationnaire calculé à partir d'un certain nombre de capteurs de référence a donné de bons résultats à l'intérieur de la zone décollée. Reste néanmoins à savoir si ces résultats sont dépendants ou pas de la position des capteurs de référence. Afin de répondre à cette question, une étude a été réalisée sur différents capteurs dans le but de vérifier que l'impact du choix des capteurs sur l'effort aérodynamique instationnaire à l'intérieur de cette zone est limité. Trois

cas d'études ont ainsi été définis pour cette étude. La figure 7.23 présente les différents groupes de capteurs utilisés pour l'analyse de ces trois cas.

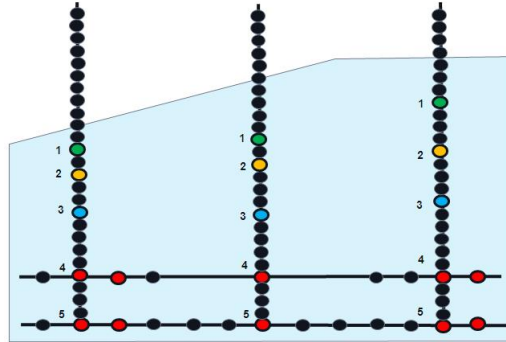


FIG. 7.23: Capteurs de référence utilisés pour l'étude de sensibilité dans la zone de décollement (Campagne CAT3D)

Les points rouges représentent les capteurs de référence communs au trois cas d'études. Aucune étude de sensibilité n'a donc été réalisée sur ces capteurs, car ils sont indispensables à l'application du modèle. Comme cela avait été mentionné précédemment, ces capteurs permettent notamment de déterminer les vitesses de propagation ainsi que les coefficients de Corcos suivant l'envergure. Sans ces capteurs il serait difficile voire impossible de prendre en compte ces instationnarités. Les points de couleur verte, bleue et orange représentent les capteurs de référence qui vont servir à faire cette étude de sensibilité. Les points noirs quant à eux représentent les capteurs qui ne seront pas pris en compte dans le modèle. Les capteurs de pression utilisés comme référence pour l'application du modèle ont ainsi été définis de la manière suivante :

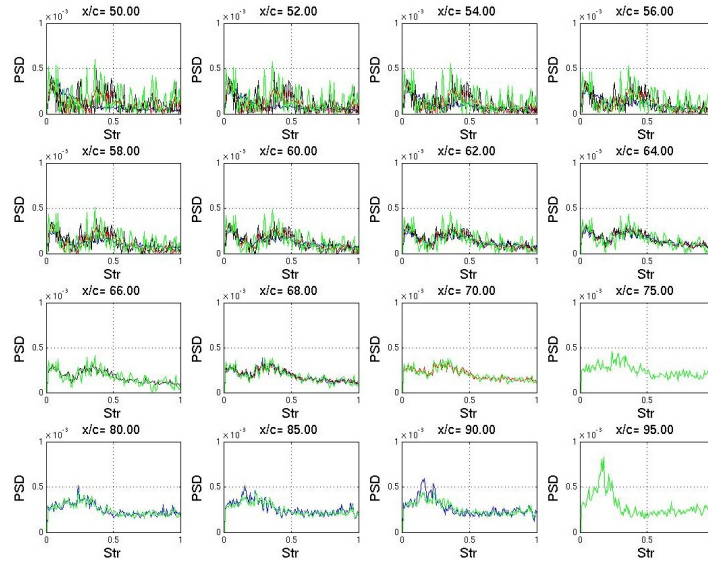
- Cas d'étude n°1 : Capteurs n° 2 et capteurs de couleur rouge.
- Cas d'étude n°2 : Capteurs n° 1, capteurs n°2, capteurs n°3 et capteurs de couleur rouge.
- Cas d'étude n°3 : Capteurs n° 3 et capteurs de couleur rouge.

Dans l'analyse qui va suivre, les déphasages et la partie imaginaire des CSD de pression ne sont pas étudiés entre les différents cas d'études dans la mesure où la modélisation a été exactement la même pour les trois modèles (l'hypothèse de déphasage nulle entraîne l'annulation de la partie imaginaire des CSD de pression). La section étudiée se situe à $y/b=73\%$. Pour chaque figure, le code de couleur utilisé a été le suivant : en bleu les résultats obtenus à partir des données expérimentales, en rouge ceux obtenus à partir du cas d'étude n°1, en noir ceux obtenus à partir du cas d'étude n°2 et en vert ceux obtenus à partir du cas d'étude n°3.

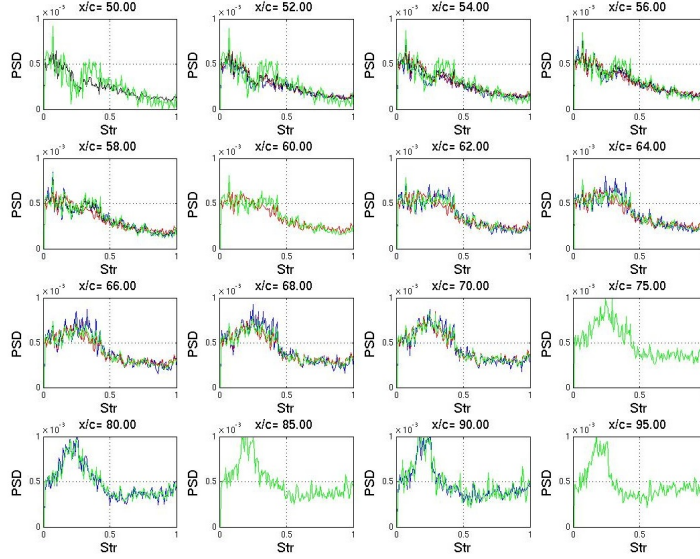
La figure 7.24 présente les PSD des différents capteurs d'une même section en envergure tracées en fonction de la fréquence adimensionnée.

La modélisation des PSD à l'intérieur de la zone décollée donne globalement de bons résultats. En effet, les valeurs des PSD en amplitude et en fréquence sont pour les trois cas d'étude proches des données expérimentales. En ce qui concerne la comparaison des PSD modélisées entre elles, les courbes présentées sur cette figure semblent globalement toutes se superposer indiquant ainsi que l'erreur induite par le positionnement des capteurs dans le calcul des PSD de pression est négligeable. Ce résultat a aussi été vérifié sur les autres sections.

La figure 7.25 présente les cohérences entre différents couples de capteurs tracées en fonction de la fréquence adimensionnée. Le capteur de référence pour ces figures est situé à $x/c=54\%$.



(a) Cas de tremblement moyen



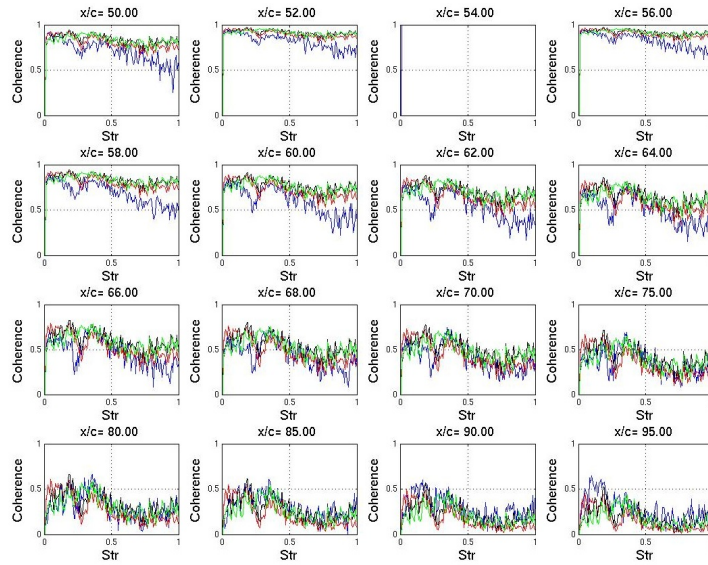
(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.24: Comparaison des PSD de pression des trois cas d'étude suivant la corde (Campagne CAT3D)

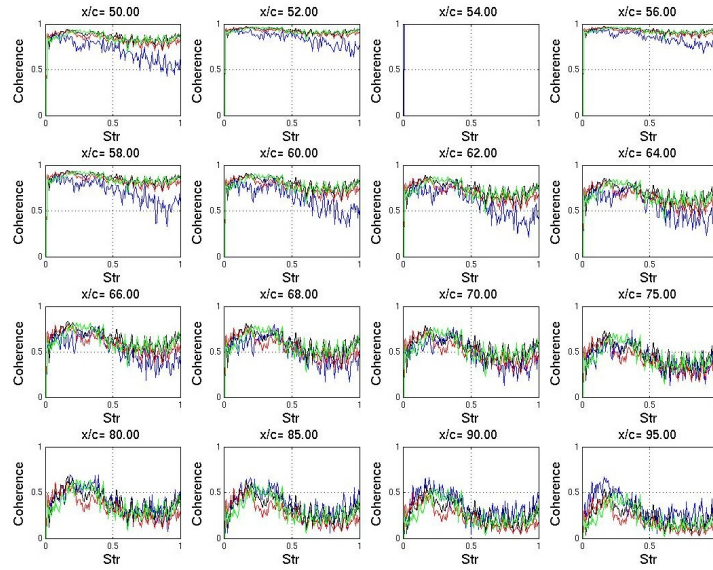
Les cohérences modélisées sur cette figure ont des valeurs très proches des cohérences expérimentales sur toute cette section. La décroissance suivant l'espace et la fréquence semble être bien respectée sur tous les cas d'études. Le positionnement des capteurs ne semble donc a priori pas influencer la modélisation des cohérences à l'intérieur de la zone décollée. Ce résultat a été vérifié sur les autres sections, avec les mêmes conclusions.

La figure 7.26 présente la partie réelle des CSD de pression calculée entre les différents couples de capteurs tracée en fonction de la fréquence adimensionnée. Le capteur de référence est situé à $x/c=54\%$.

Les parties réelles des CSD de pression modélisées ont globalement sur cette figure des valeurs



(a) Cas de tremblement moyen



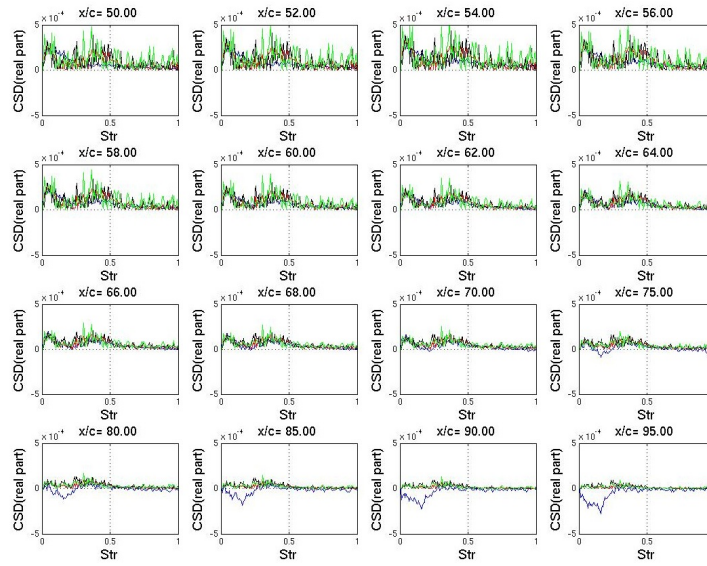
(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.25: Comparaison des cohérences entre les capteurs des trois cas d'études suivant la corde (Campagne CAT3D)

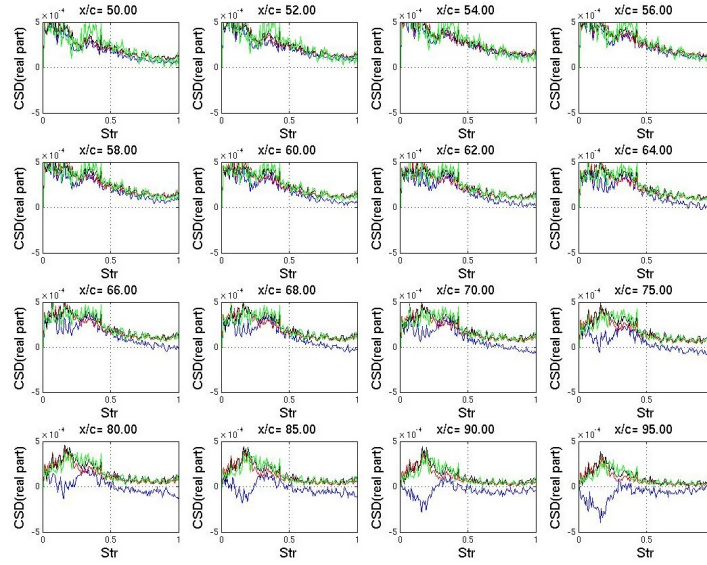
proches de celles issues des données expérimentales. Les trois cas d'études suivent en effet la même tendance d'évolution, ce qui n'est a priori pas surprenant dans la mesure où les PSD et les cohérences donnaient des résultats très proches. Le positionnement des capteurs ne semble donc a priori pas influencer la modélisation des parties réelles des CSD de pression à l'intérieur de la zone décollée.

La figure 7.27 présente les PSD d'efforts aérodynamiques instationnaires calculées à l'intérieur de la zone décollée en fonction de la fréquence.

Les PSD d'efforts modélisées ont des valeurs proches des PSD d'efforts expérimentales dans la zone décollée pour les deux points d'essais analysés. Peu d'écarts ont été observés entre les courbes modélisées. Cette figure permet donc de conclure que le positionnement des capteurs n'influence a



(a) Cas de tremblement moyen



(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.26: Comparaison de la partie réelle des CSD entre les capteurs des trois cas d'étude suivant la corde (Campagne CAT3D)

priori pas la qualité des résultats obtenus avec la modélisation des efforts à l'intérieur de la zone décollée.

Une étude de l'erreur relative calculée à partir de ces efforts a aussi été réalisée pour quantifier l'erreur générée par le positionnement des capteurs de référence à l'intérieur de la zone décollée. La figure 7.28 montre les erreurs relatives obtenues à l'intérieur de la zone décollée sur six points d'essais testés de la campagne CAT3D. L'histogramme en vert correspond à l'erreur relative associée au cas d'étude n°1, l'histogramme en jaune correspond à l'erreur relative associée au cas d'étude n°2 et l'histogramme en rouge correspond à l'erreur relative associée au cas d'étude n°3. Sur l'axe des abscisses se trouvent les différents points d'essais analysés et sur l'axe des ordonnées se trouvent les erreurs relatives en pourcentage.

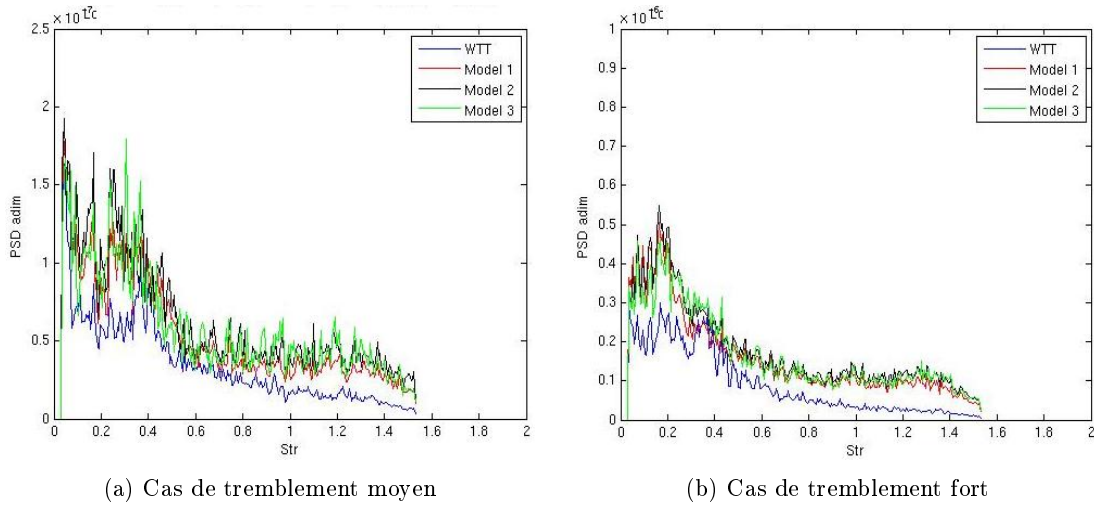


FIG. 7.27: Comparaison des PSD d'effort des trois cas d'études suivant la corde (Campagne CAT3D)

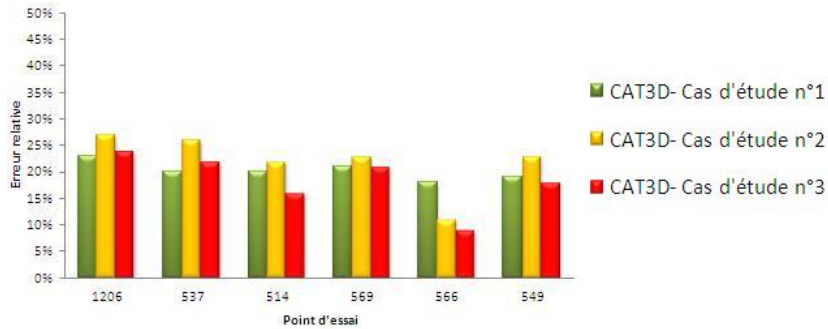


FIG. 7.28: Erreur relative en RMS d'effort des trois cas d'études

Les résultats obtenus à partir de ces différents cas d'études ne diffèrent que de très peu pour tous les points d'essais testés de la campagne CAT3D. La valeur moyenne de l'erreur sur les RMS d'efforts modélisées oscille autour 20% en moyenne pour les trois cas d'études. Ce résultat confirme donc bien la faible influence du positionnement des capteurs de référence dans la modélisation des efforts à l'intérieur de la zone décollée.

7.5 Modélisation des efforts à l'intérieur de la zone du choc

L'objectif de cette étude est d'une part de développer un modèle permettant de calculer de manière fiable et efficace les efforts aérodynamiques de pression à l'intérieur de la région du choc et d'autre part de définir le positionnement des capteurs pour les prochaines campagnes d'essais en soufflerie. L'estimation de ces efforts est réalisée en deux étapes, une première, de modélisation des cohérences et une seconde de modélisation des PSD de pression. Pour rappel, les déphasages entre les capteurs n'ont pas été modélisés, leurs valeurs ont été considérées nulles dans la zone du choc. Aucune modélisation n'a été réalisée suivant l'envergure de l'aile, principalement à cause de l'éloignement trop important des capteurs le long de cette direction. Ces différentes étapes permettent ainsi de définir des CSD de pression et donc de calculer la valeur de l'effort aérodynamique sur cette région via l'intégration de ces CSD sur la totalité de la région du choc. La figure 7.29 montre un schéma des différentes étapes suivies dans la modélisation des efforts à l'intérieur de la zone du choc. Il est important de souligner que la validation de ces efforts n'est principalement réalisée qu'à partir des données CAT3D dans la mesure où les autres campagnes d'essais ne disposent pas de suffisamment

de capteurs pour modéliser les phénomènes à l'intérieur de la région du choc

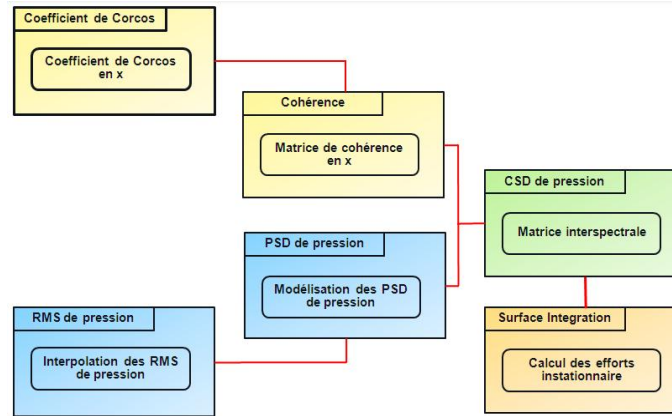


FIG. 7.29: Schéma de modélisation à l'intérieur de la zone du choc

Modélisation des PSD La modélisation des PSD de pression à l'intérieur de la zone du choc est très complexe, notamment à cause des fortes fluctuations de pression liées au passage du choc. Une modélisation directe de cette grandeur nécessiterait ainsi une grille de capteurs très fine au niveau du choc, bien plus fine que celle de la campagne CAT3D. Ne disposant pas d'une telle base de données, il a donc été indispensable de caractériser la zone du choc via d'autres moyens. L'étude réalisée dans la section 3.2.5 avait montré que les spectres PSD normalisés par leurs valeurs RMS étaient tous quasiment identiques en fréquence et en amplitude. Ce résultat a donc été utilisé pour déterminer une méthode de modélisation des PSD de pression à l'intérieur de la zone du choc.

Modélisation des RMS de pression au pied de l'onde de choc La modélisation des RMS de pression au niveau du choc est indispensable pour le calcul des PSD. La figure 7.30 présente de manière schématique le comportement des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc en fonction de la position du capteur en corde. Comme nous pouvons le voir, les RMS de pression à l'intérieur de cette région se caractérisent principalement par la présence d'un pic (correspondant au point n°2) donnant la position moyenne de l'onde de choc. Ce pic est le résultat du passage du choc qui excite non seulement le capteur positionné sur la position du point n°2 mais aussi les autres capteurs situés non loin de ce point comme cela peut être vu avec les points n°1, n°3 et n°4, avec la présence de niveau RMS un peu plus faibles.

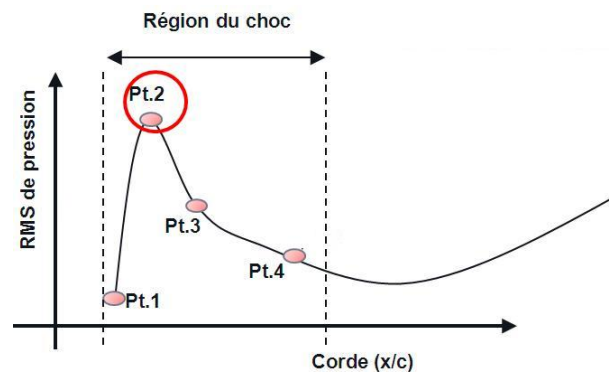


FIG. 7.30: Evolution des RMS de pression dans la zone du choc

L'étude réalisée dans la section 3.2.5 avait également montré que les PSD de pression normalisées

par leurs valeurs RMS donnaient toutes des valeurs quasiment identiques, tant du point de vue fréquentiel que du point de vue amplitude. Ce constat équivaut donc à écrire l'égalité suivante :

$$\frac{PSD_{pt2}}{RMS_{pt2}^2} = \frac{PSD_{pt3}}{RMS_{pt3}^2} = \frac{PSD_{pt4}}{RMS_{pt4}^2} = Constante(f) \quad (7.1)$$

Cette égalité montre qu'il est ainsi possible à partir de l'information d'un seul capteur de pression instationnaire et de l'évolution des RMS à l'intérieur de cette région de déduire l'intégralité des spectres PSD de pression. Ce résultat est extrêmement important dans la mesure où il montre qu'à l'intérieur de la zone du choc une modélisation des phénomènes est possible. Cette partie est ainsi concentrée à analyser la manière dont les RMS de pression évoluent afin de pouvoir développer par la suite un modèle permettant de recréer les PSD de pression à l'intérieur de la zone du choc. Pour cela trois méthodes de modélisation des RMS de pression ont été envisagées :

- Méthode n°1 : basée sur l'évolution des RMS de pression du choc en fonction de la position en corde du choc.
- Méthode n°2 : basée sur l'évolution des RMS de pression du choc en fonction de l'angle d'incidence.
- Méthode n°3 : basée sur l'évolution des RMS de pression du choc en fonction du saut de pression engendré par le choc.

Dans cette partie, seules les données issues des campagnes CAT3D et ARW-2 ont été utilisées dans la mesure où ce sont les seules campagnes à disposer d'un nombre de capteurs de pression instationnaire suffisant pour faire une étude dans la zone du choc.

Méthode n°1 : Méthode basée sur l'évolution des RMS de pression du choc en fonction de la position en corde de l'onde de choc

◦ Analyse des données CAT3D

La méthode décrite dans cette section vise à regarder le lien existant entre les fluctuations d'énergie engendrées par le choc et la position de l'onde. Pour différents points d'essais de la campagne CAT3D, la figure 7.31 présente les RMS de pression calculées sur l'ensemble des capteurs de chaque section en fonction de la position en corde.

Cette figure permet de visualiser l'évolution des RMS de pression à l'intérieur de la région du choc pour différents points d'essais à pression dynamique et nombre de Mach fixés. La position moyenne du choc est ainsi définie grâce aux pics de RMS présents sur chacun de ces graphes. On observe ainsi que lorsque l'onde de choc se déplace vers le bord d'attaque, l'intensité des instationnarités augmente, montrant ainsi un lien direct entre la position du choc et l'intensité des instationnarités.

Pour mieux comprendre l'évolution de ces valeurs RMS, trois autres graphes ont été tracés, cherchant cette-fois-ci uniquement à se concentrer sur les valeurs des RMS de pression au pied du choc. La figure 7.32 présente les valeurs de RMS de pression au pied du choc en fonction de la position en corde, pour les mêmes points d'essais que la figure 7.31. Les données sont portées sous formes de points rouges et les croix noires correspondent aux valeurs fournies par des capteurs défectueux.

Une dépendance quasi-linéaire peut s'observer entre les RMS de pression au niveau du choc et la position de l'onde de choc sur chacune des sections en envergure. Il est ainsi possible à partir de cette figure de définir une droite pour chaque section de l'aile passant par tous les points de mesure RMS au niveau du choc. Cette méthode permet de retrouver suivant la position du choc l'intensité RMS associée à ce choc. Afin de mieux comprendre l'évolution de ces pics RMS en fonction de la

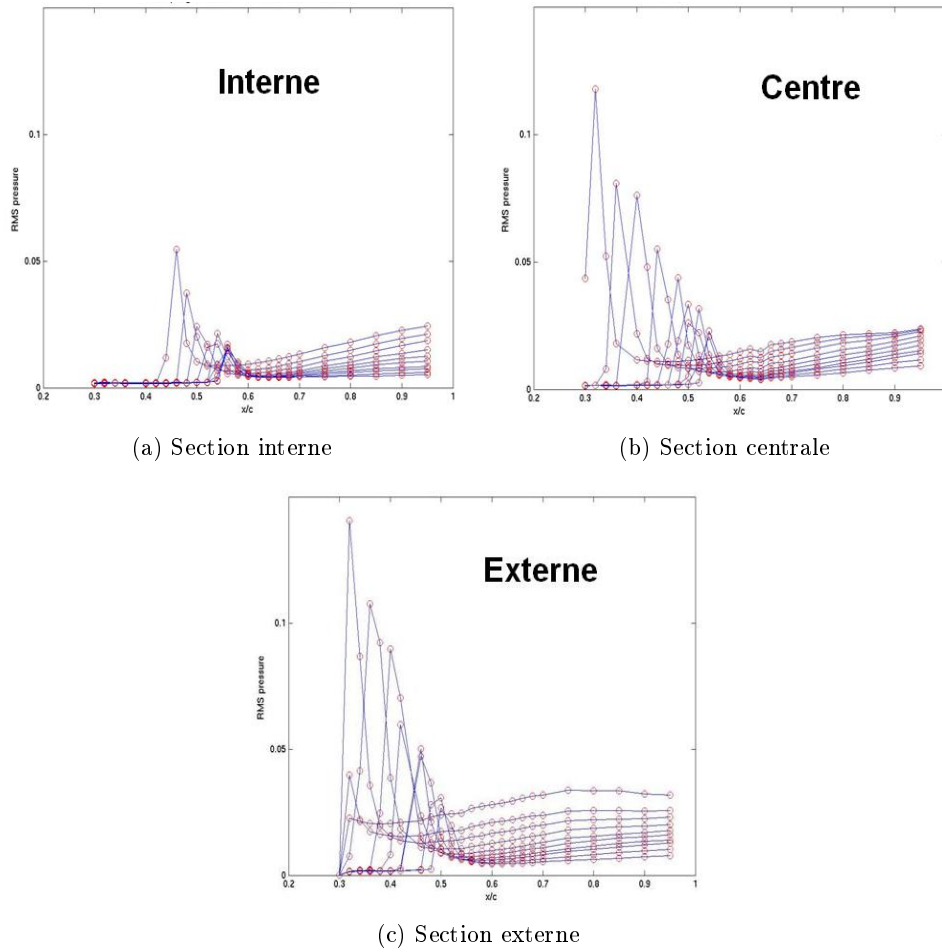


FIG. 7.31: RMS de pression en corde suivant les trois sections (Campagne CAT3D)

position du choc, une autre étude a été effectuée se concentrant cette fois-ci sur des points d'essais dans lesquels le nombre de Mach varie. La figure 7.33 présente les RMS de pression du choc pour différents points d'essais tracés en fonction de la corde. Les points d'essais dont les nombres de Mach sont égaux à $Ma=0,82$ et $Ma=0,80$ ont été tracés sur la même figure.

Cette figure montre que pour différents points d'essais et différents nombres de Mach, la quasi-linéarité entre les RMS de pression en pied de choc et la position de l'onde se conserve. Des écarts peuvent cependant s'observer entre certains points d'essais dont les nombres de Mach diffèrent mais dont la position du choc est la même. Ainsi, cette figure montre des points entourés en noirs dont l'écart est de l'ordre de 30% en RMS de pression. Cette étude confirme que les valeurs RMS en pied de choc sont non seulement dépendantes de la position de l'onde de choc mais aussi du nombre de Mach. La modélisation des RMS de pression ne peut donc se faire proprement sans la prise en compte de l'évolution du nombre de Mach.

Une autre étude visant à comprendre l'influence de la section en envergure sur l'évolution des amplitudes de pression en pied de choc a été réalisée. La figure 7.34 montre les RMS de pression calculées en pied de choc, toutes sections confondues en fonction de la position en corde. Les points d'essais pour un nombre de Mach de 0,82 sont tracés à gauche et ceux pour un nombre de Mach de 0,80 à droite. Les croix noires sur cette figure correspondent aux valeurs fournies par des capteurs défectueux.

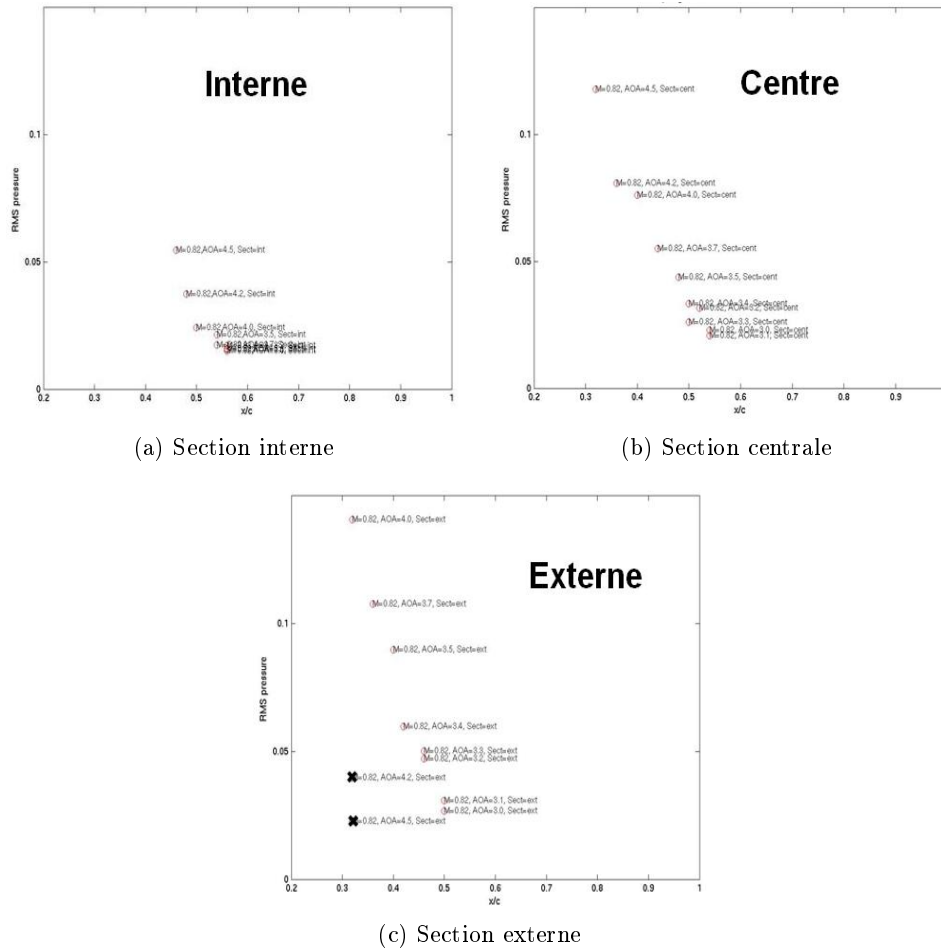


FIG. 7.32: RMS de pression en pied de choc suivant les trois sections (Campagne CAT3D)

Les RMS de pression en pied de choc conservent cette quasi-linéarité en fonction de la position de l'onde. Cependant, comme sur la figure 7.33, quelques écarts importants apparaissent entre ces différents points. Ceci s'observe notamment lorsqu'on se concentre sur les points entourés en noir, dans lesquels le choc se trouve à la même position mais possède des intensités RMS bien différentes. La différence entre ces points est principalement la section d'étude montrant ainsi l'importance de la prise en compte de la section en envergure dans le calcul de ces RMS de pression. Ces écarts observés confirment donc bien l'importance de la prise en compte de la section étudiée pour la modélisation des RMS de pression.

○ Analyse des données ARW-2

Afin de mieux comprendre la relation des valeurs RMS en pied de choc avec la position de l'onde, une étude a également été réalisée sur la campagne d'essai ARW-2. La figure 7.35 présente les RMS de pression tracées en fonction de la position en corde, pour différents points d'essais choisis à pression dynamique et nombre de Mach donnés suivant différentes sections en envergure.

Peu de points sont disponibles à pression dynamique et nombre de Mach fixés dans cette campagne d'essai. Ceci rend l'étude des RMS de pression en pied de choc très difficile. Néanmoins, pour certains points d'essais la position du choc arrive à être mise en évidence avec la présence de pics RMS de pression. Cette première analyse faite à partir de la figure 7.35 ne semble a priori pas

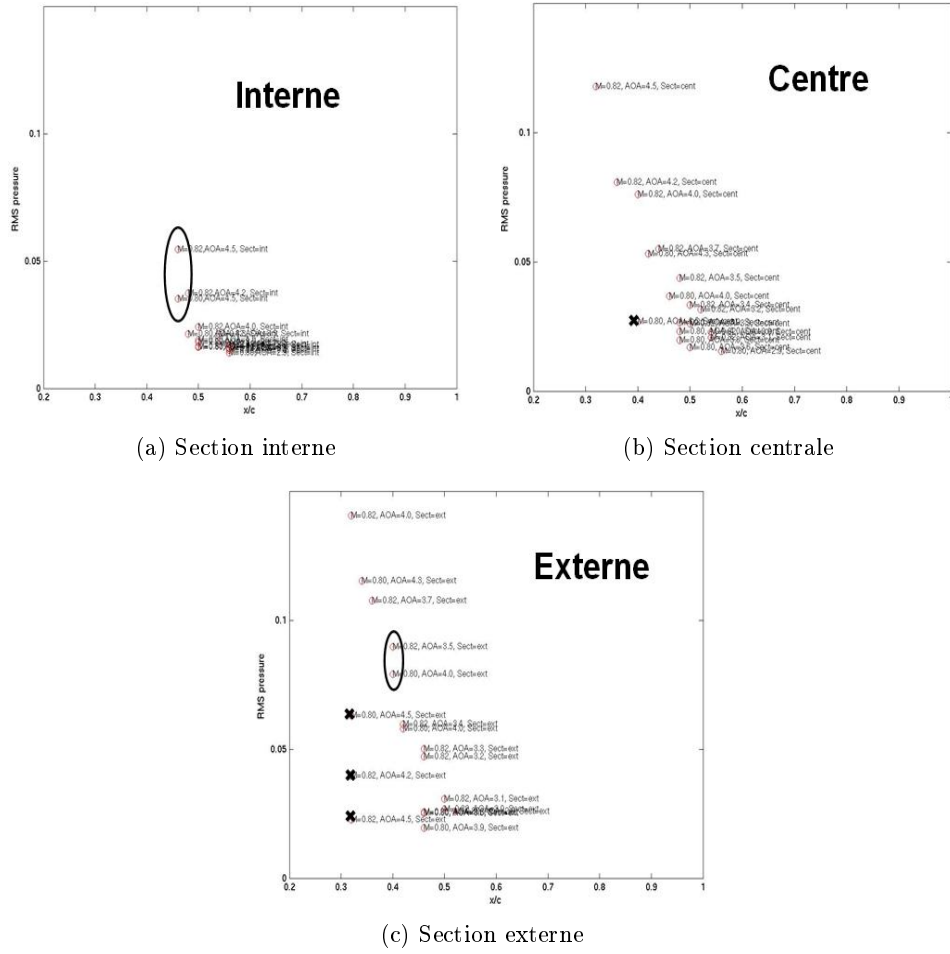


FIG. 7.33: RMS de pression en pied de choc suivant les trois sections pour deux nombre de Mach différent (Campagne CAT3D)

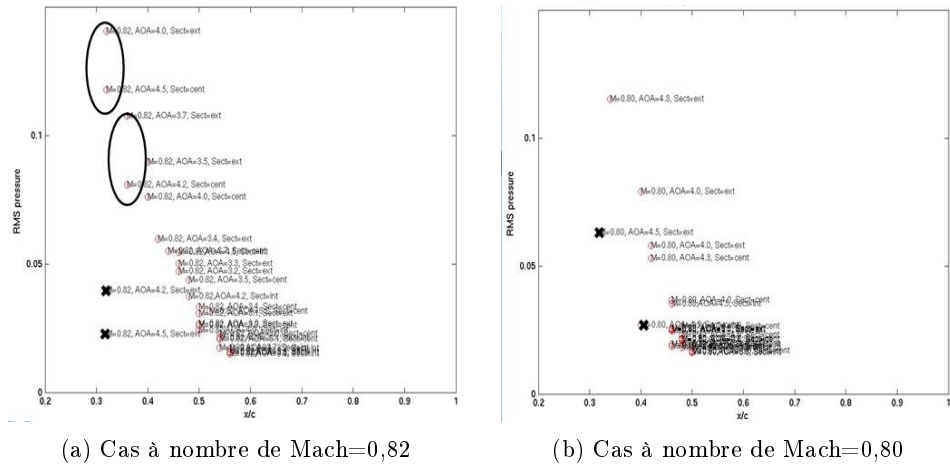


FIG. 7.34: RMS de pression en pied de choc toutes sections confondues (Campagne CAT3D)

montrer de lien particulier entre la position du choc et les valeurs RMS de pression en pied de choc. Une explication de ce constat peut être notamment liée au manque de raffinement en termes de capteur dans cette région du choc ne permettant pas de déterminer correctement le changement de la position de l'onde sur chacune des sections en envergure.

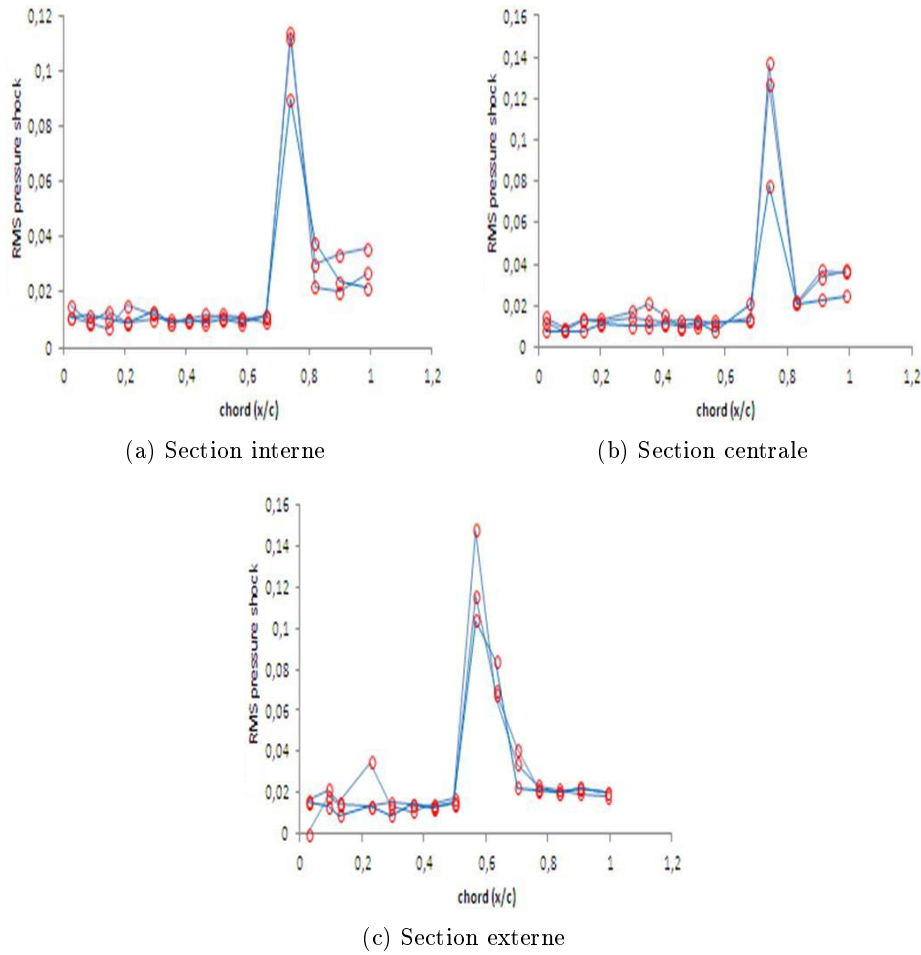


FIG. 7.35: RMS de pression en corde suivant les trois sections (Campagne ARW-2)

La figure 7.36 présente les RMS de pression obtenues en pied du choc tracées en fonction de la position en corde.

Aucune évolution des RMS au niveau du choc ne peut être aperçue sur les trois graphes de cette figure. La grille d'instrumentation au niveau du choc n'est pas suffisamment fine pour permettre de voir l'évolution quasi-linéaire des valeurs RMS en fonction de la position du choc observée sur la campagne CAT3D. Cette nouvelle étude réalisée sur la campagne ARW-2 ne permet donc pas de conclure quant à la dépendance linéaire des valeurs RMS de choc avec la position de l'onde sur l'aile et n'apporte donc aucune information supplémentaire sur le lien entre ces deux valeurs.

La figure 7.37 montre les valeurs de RMS de pression obtenues au pied du choc pour tous les points d'essais exploitables dans cette campagne (nombre de Mach et pression dynamique différentes) et tracées en fonction de la position en corde.

Une tendance quasi-linéaire entre les valeurs RMS de pression du choc et la position de l'onde de choc apparaît lorsque tous les points de cette campagne d'essai sont tracés sur une même figure. Cette observation peut se faire sur les trois sections en envergure, confirmant en partie les observations faites lors de l'étude des données CAT3D. Il est toutefois important de prendre ces résultats avec précaution dans la mesure où sur cette figure certaines positions du choc n'ont été identifiées

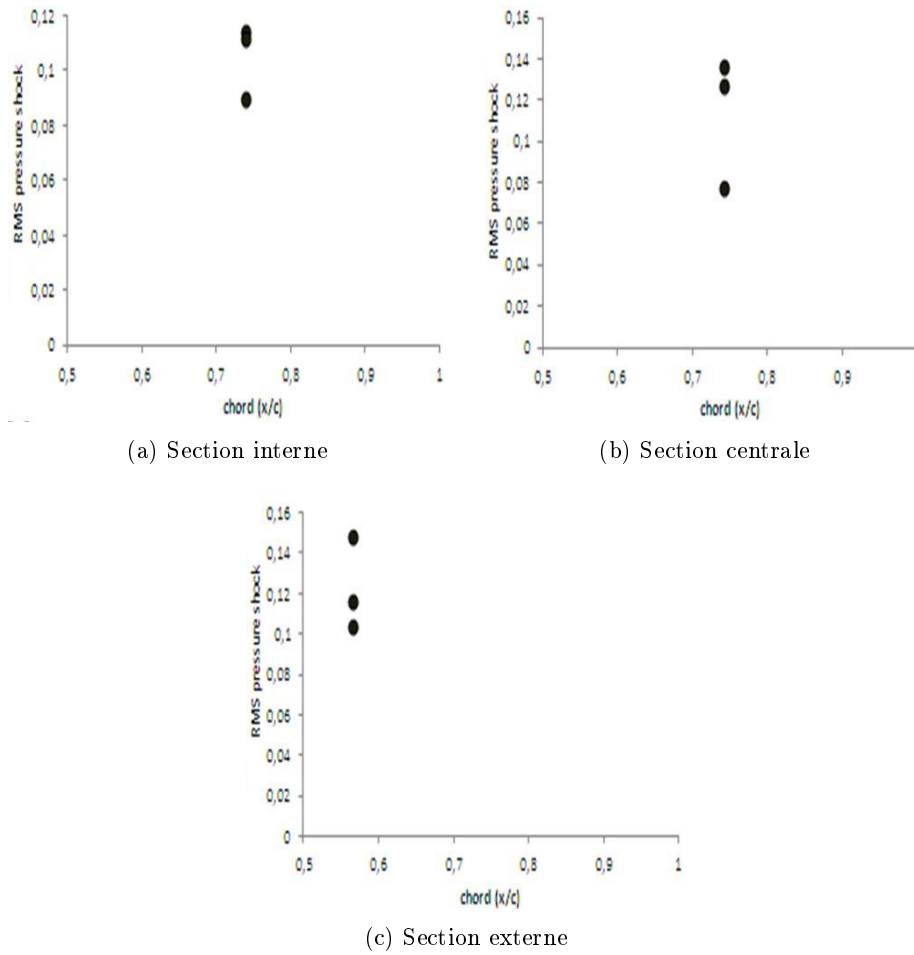


FIG. 7.36: RMS de pression en pied de choc suivant les trois sections (Campagne ARW-2)

qu'à partir d'un seul point d'essai. D'autres points d'essais seraient ainsi nécessaires afin de confirmer ou non les observations faites sur la campagne ARW-2.

En conclusion de cette partie, nous pouvons dire qu'un lien clair semble apparaître entre les RMS de pression en pied de choc et la position de l'onde pour les deux campagnes CAT3D et ARW-2. En effet, l'étude réalisée sur les deux campagnes a montré qu'il était possible de modéliser via une interpolation linéaire l'évolution des valeurs RMS de pression en pied de choc. Cette modélisation nécessite néanmoins de prendre en compte l'évolution de certains paramètres tel que le nombre de Mach ou la position du choc suivant l'envergure. Il est par conséquent ainsi tout à fait envisageable d'utiliser la méthode n°1 pour modéliser les RMS de pression en pied de choc.

Méthode n°2 : Méthode basée sur l'évolution des RMS de pression du choc en fonction de l'angle d'incidence

o Analyse des données CAT3D

La méthode décrite dans cette section a pour objectif d'étudier le lien entre l'évolution des RMS de pression du choc et l'angle d'incidence. Une étude a été réalisée sur la figure 7.38 dans laquelle les valeurs des RMS de pression de pied de choc ont été tracées en fonction de l'angle d'incidence pour différents points d'essais. Cette étude a été réalisée pour des points d'essais à iso nombre de

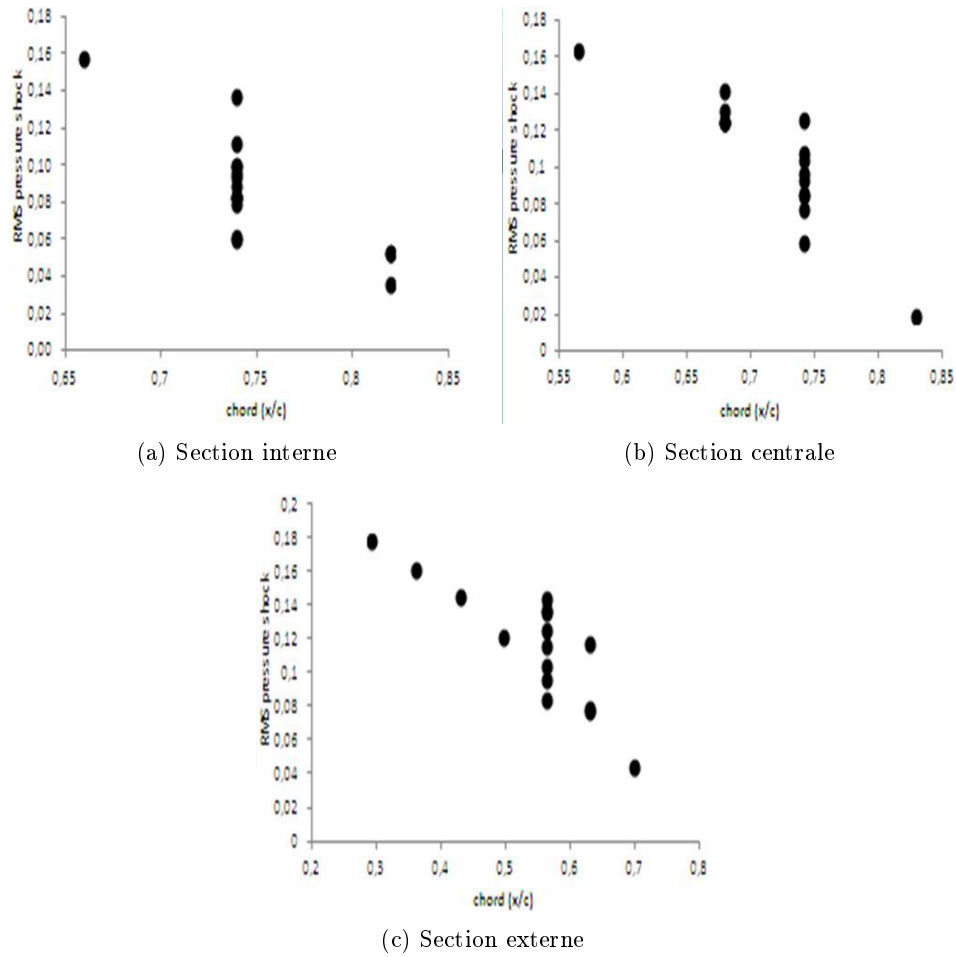


FIG. 7.37: RMS de pression en pied de choc suivant les trois sections tous points d'essais confondus (Campagne ARW-2)

Mach et iso pression dynamique, les mêmes que ceux étudiés sur la figure 7.31. Les croix noires sur cette figure correspondent aux valeurs fournies par des capteurs défectueux.

Cette figure montre l'existence d'une tendance quasi-linéaire entre ces valeurs de RMS de pression et l'angle d'incidence pour les trois sections d'étude de cette campagne. Il est possible de définir pour chaque section une droite passant par chaque point. Les deux croix noires correspondent sur cette figure aux RMS de pression issues de capteurs défectueux. Afin de mieux comprendre l'évolution de ces pics RMS, une autre étude a été effectuée en prenant cette fois-ci des points d'essais dont les nombres de Mach varient.

La figure 7.39 présente les valeurs de RMS de pression du choc en fonction de l'angle d'incidence pour différents points d'essais ayant un nombre de Mach allant de 0,80 à 0,82.

Cette figure montre que pour différents points d'essai et différents nombres de Mach, la tendance linéaire entre les RMS en pied de choc et l'angle d'incidence se perd. En effet, malgré le fait que pour la section interne cette quasi-linéarité se conserve, celle-ci disparaît pour les sections les plus externes de l'aile. Les RMS de pression prennent ainsi la forme d'un nuage de points évoluant de manière quasi-aléatoire suivant l'angle d'incidence et le nombre de Mach. Il semble par conséquent très difficile au vu de ce constat de modéliser de manière fiable l'évolution des RMS de pression avec

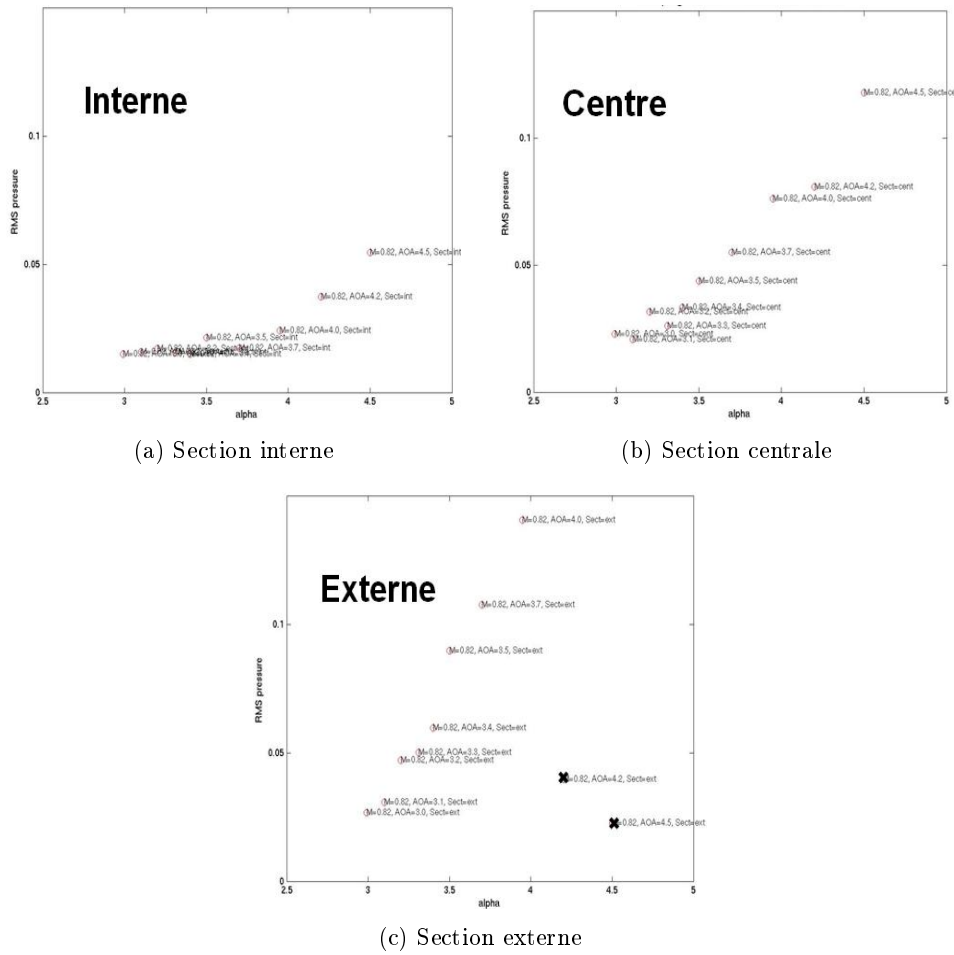


FIG. 7.38: RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence (Campagne CAT3D)

la méthode n°2.

Une autre étude visant à comprendre l'influence de la section en envergure sur la modélisation des RMS de pression en pied de choc a été réalisée. La figure 7.40 montre l'évolution des RMS de pression calculées au pied de choc, toutes sections confondues, et tracées en fonction de l'angle d'incidence. Les points d'essais pour un nombre de Mach de 0,82 sont tracés à gauche et ceux pour un nombre de Mach égal à 0,80 à droite.

Les RMS de pression prennent à nouveau la forme d'un nuage de points évoluant de manière quasi aléatoire avec l'angle d'incidence et le nombre de Mach. Aucun lien ne peut donc être observé entre ces RMS de pression et l'angle d'incidence. Cette étude montre donc qu'il est difficile de modéliser ces valeurs RMS en fonction de l'angle d'incidence sans la prise en compte de la section dans laquelle ces valeurs ont été calculées.

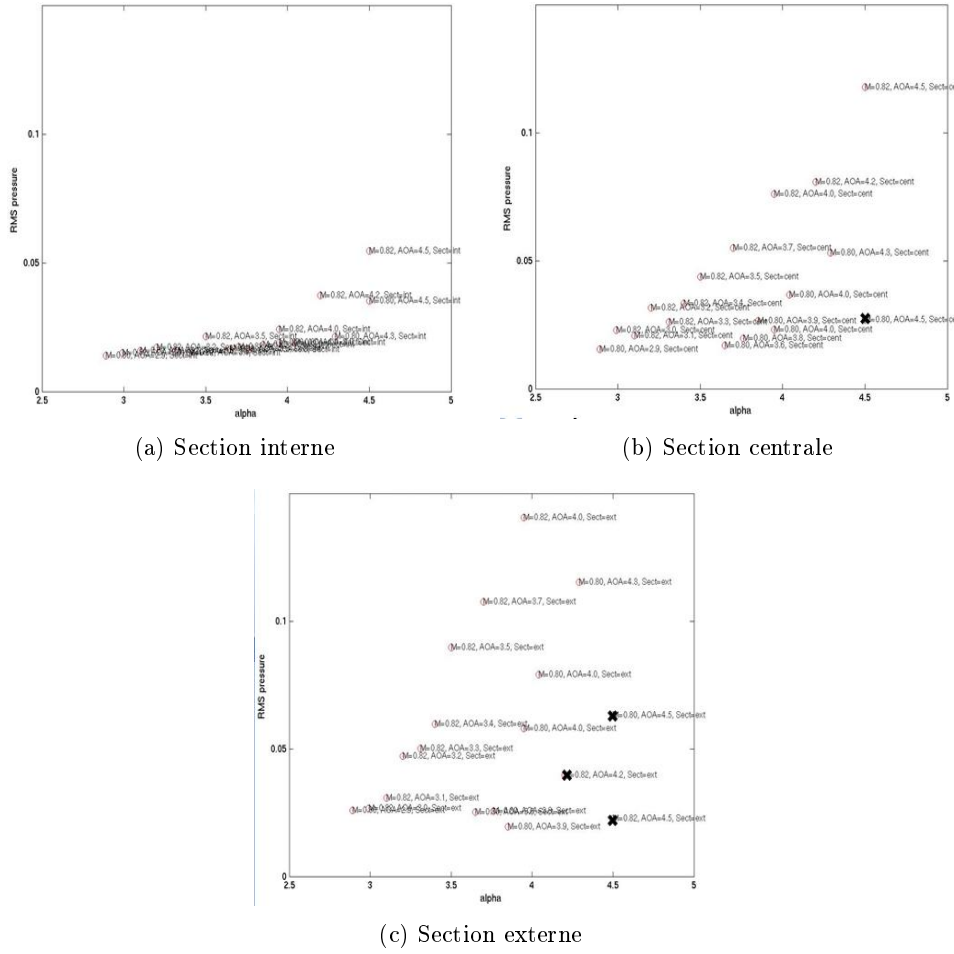


FIG. 7.39: RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence pour Mach=0,80 et Mach=0,82 (Campagne CAT3D)

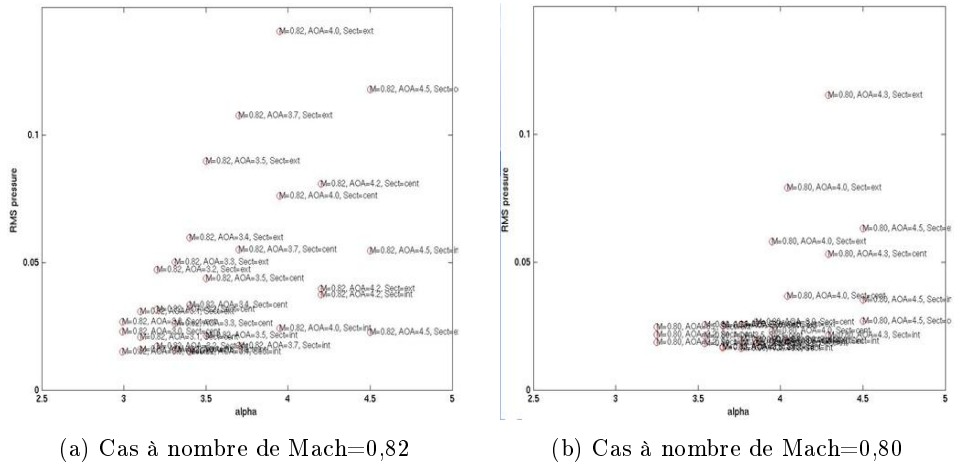


FIG. 7.40: RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence toutes sections confondues (Campagne CAT3D)

○ Analyse des données ARW-2

L'étude de cette méthode sur la campagne ARW-2 a aussi été réalisée dans le but de comprendre

le lien entre les valeurs des RMS de pression en pied de choc et l'angle d'incidence. La figure 7.41 montre des RMS de pression obtenues au pied du choc en fonction de l'angle d'incidence pour trois points d'essais à iso-nombre de Mach et iso-pression dynamique. Peu de points sont disponibles pour une pression dynamique et un nombre de Mach donnés pour cette campagne d'essai, ce qui rend l'étude sur cette campagne un peu difficile.

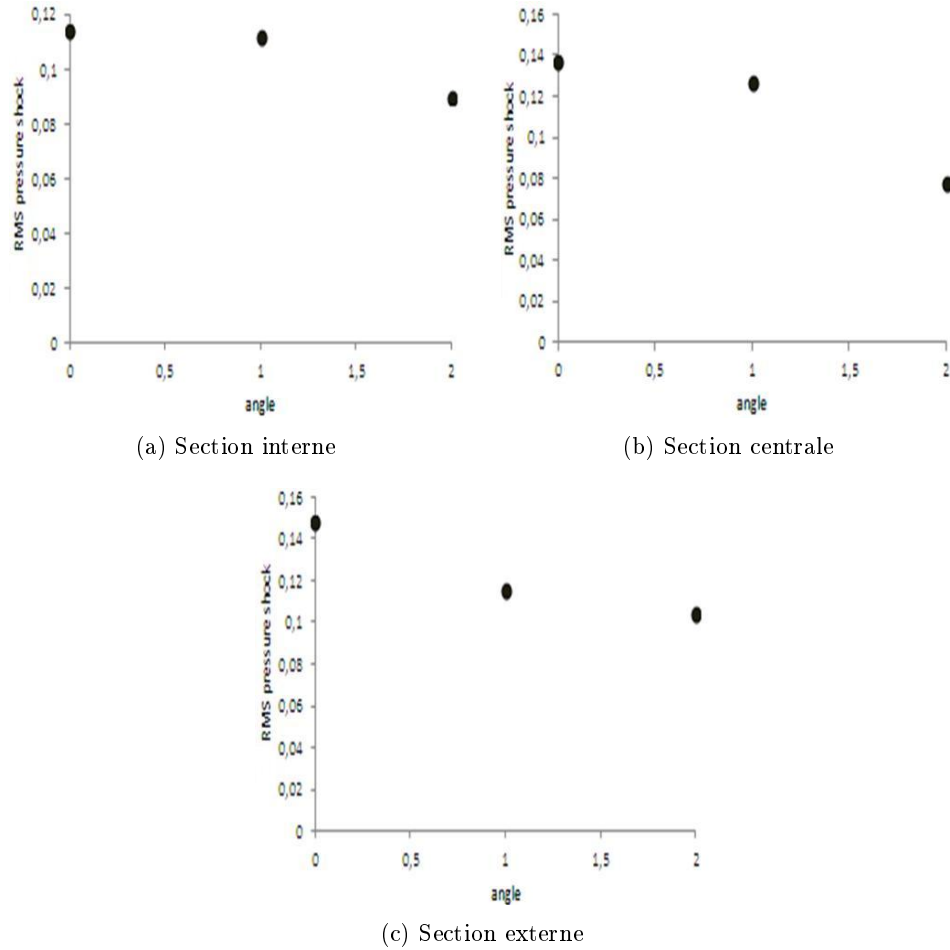


FIG. 7.41: RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence (Campagne ARW-2)

Cette figure ne permet pas de voir de lien existant entre les valeurs RMS de pression en pied de choc et l'angle d'incidence. En effet, la figure semble montrer une dépendance linéaire des valeurs RMS de pression avec l'angle d'incidence, cependant cette observation n'est basée que sur trois points d'essais. Une étude plus poussée avec beaucoup plus de points d'essais serait nécessaire pour pouvoir conclure sur ce lien.

Afin de dégager une tendance plus claire du lien entre les valeurs RMS de pression et l'angle d'incidence, une étude a été réalisée sur tous les points d'essais exploitables de cette campagne. La figure 7.42 montre ainsi des graphes de RMS de pression obtenus au pied du choc tracée en fonction de l'angle d'incidence.

Les RMS de pression en pied de choc ne semblent pas présenter de lien particulier avec l'angle d'incidence sur cette figure. Les points sont en effet trop dispersés, et les valeurs en angles d'incidence trop limitées. Il n'y a que trois valeurs d'angles disponibles à iso-nombre de Mach et iso-pression dynamique. Nous ne pouvons donc pas tirer des conclusions sur le caractère linéaire ou non de ces

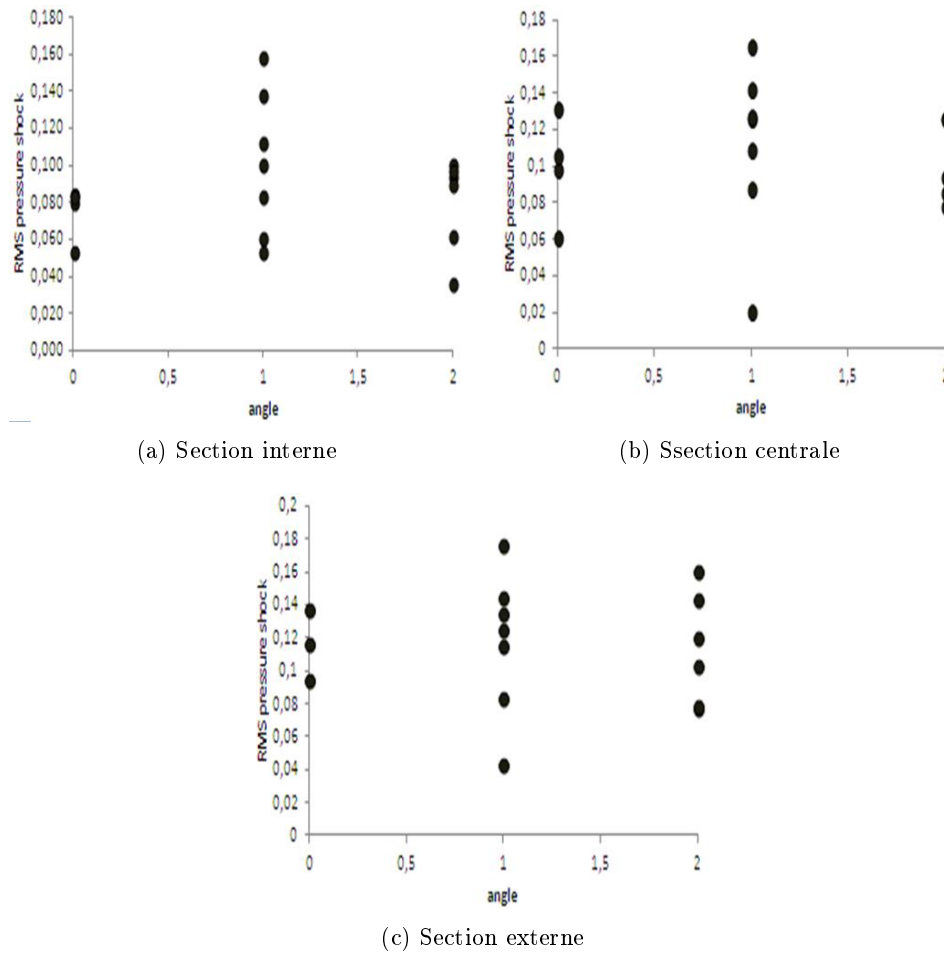


FIG. 7.42: RMS de pression en pied de choc en fonction de l'angle d'incidence tous points d'essais confondus (Campagne ARW-2)

RMS de pression en fonction de l'angle d'incidence.

En conclusion de cette partie, nous pouvons dire que l'étude réalisée à partir des données CAT3D à nombre de Mach et pression dynamique donnés a montré qu'il était possible de modéliser via une interpolation linéaire l'évolution des valeurs RMS de pression en pied de choc. L'étude sur les données ARW-2 ne nous a pas permis d'établir les mêmes conclusions, notamment à cause d'une instrumentation relativement faible et d'un manque de choix en termes de points d'essais. La méthode n°2 reste donc une méthode à considérer pour la modélisation des RMS de pression à l'intérieur du choc.

Méthode n°3 : Méthode basée sur l'évolution des RMS de pression du choc en fonction du saut de pression engendrée par le choc

◦ Analyse des données CAT3D

La méthode décrite dans cette section s'intéresse aux liens existants entre les valeurs RMS de pression en pied de choc et d'autres possibles paramètres tels que le différentiel de pression statique ou la pression dynamique. Des études réalisées sur divers écoulement et divers géométries ont déjà montré par le passé l'existence d'un lien entre les RMS de pression en pied de choc et le saut de pression δP statique de l'onde. Une constante avait d'ailleurs été calculée entre ces deux paramètres

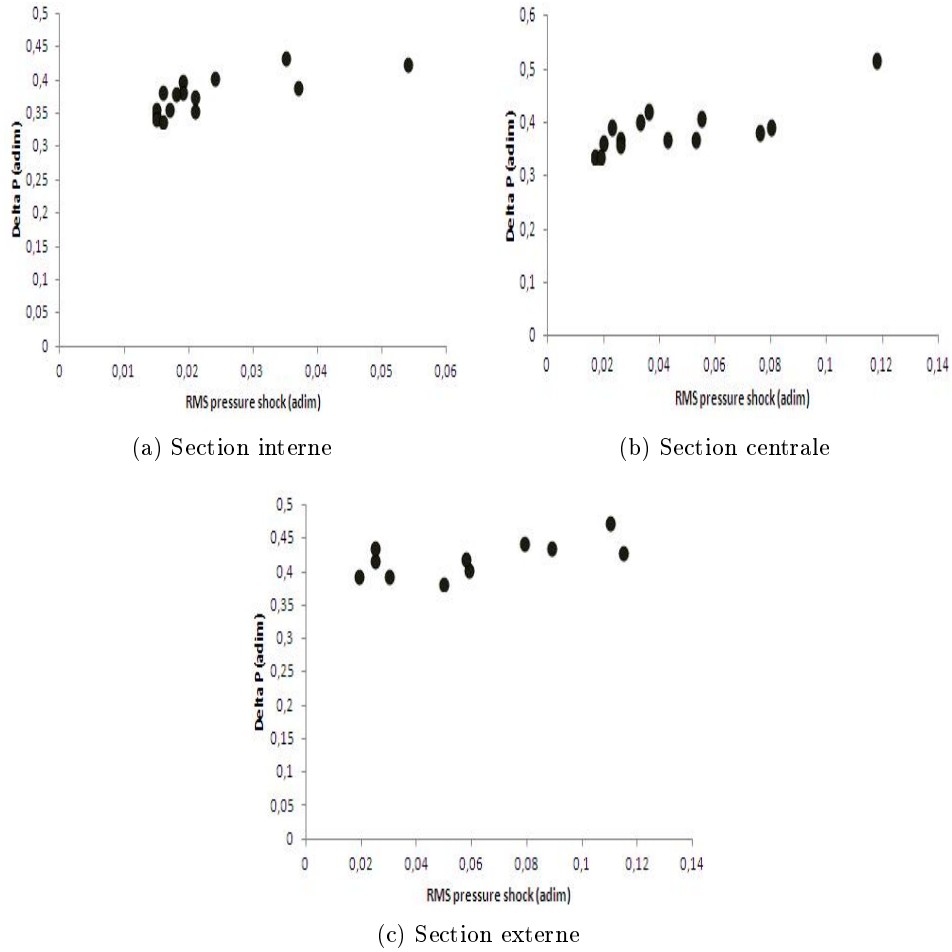


FIG. 7.43: Étude du saut de pression δP en fonction des RMS de pression en pied de choc

et avait été estimé égale à 0,4 (Shaw *et al.*, 1998). L'objectif de cette étude est donc de confirmer ou d'infirmer l'existence d'une telle constante entre ces deux grandeurs pour le cas d'un écoulement autour d'une aile en présence d'un choc.

La figure 7.43 présente les valeurs de RMS de pression en pied de choc en fonction du saut de pression statique δP liée au choc. Cette étude a été réalisée pour des points d'essais à iso-nombre de Mach et iso-pression dynamique.

Les RMS de pression et les sauts de pression δP statique ne semblent pas être liés par une relation linéaire mais plutôt affine et cela indépendamment de la section d'étude. Ceci est en contradiction avec les observations réalisées par Shaw (Shaw *et al.*, 1998) qui suppose qu'il est possible de définir une relation de proportionnalité entre ces deux grandeurs. Il est donc nécessaire de rechercher un autre lien entre les RMS de pression et les sauts de pression δP statique afin de pouvoir déterminer si la méthode n°3 est exploitable ou non pour ce type de modélisation.

La figure 7.44 montre trois autres graphes tracés dans le but de trouver un lien entre la RMS du choc, le saut de pression statique δP lié au choc et la pression dynamique. Sur la figure 7.44 (a) sont tracées les RMS de pression du choc en fonction du saut de pression δP statique pour les trois sections de l'aile, sur la figure 7.44 (b) les RMS de pression du choc adimensionnée par le saut de pression δP statique en fonction du saut de pression δP statique et sur la figure 7.44 (c) les RMS

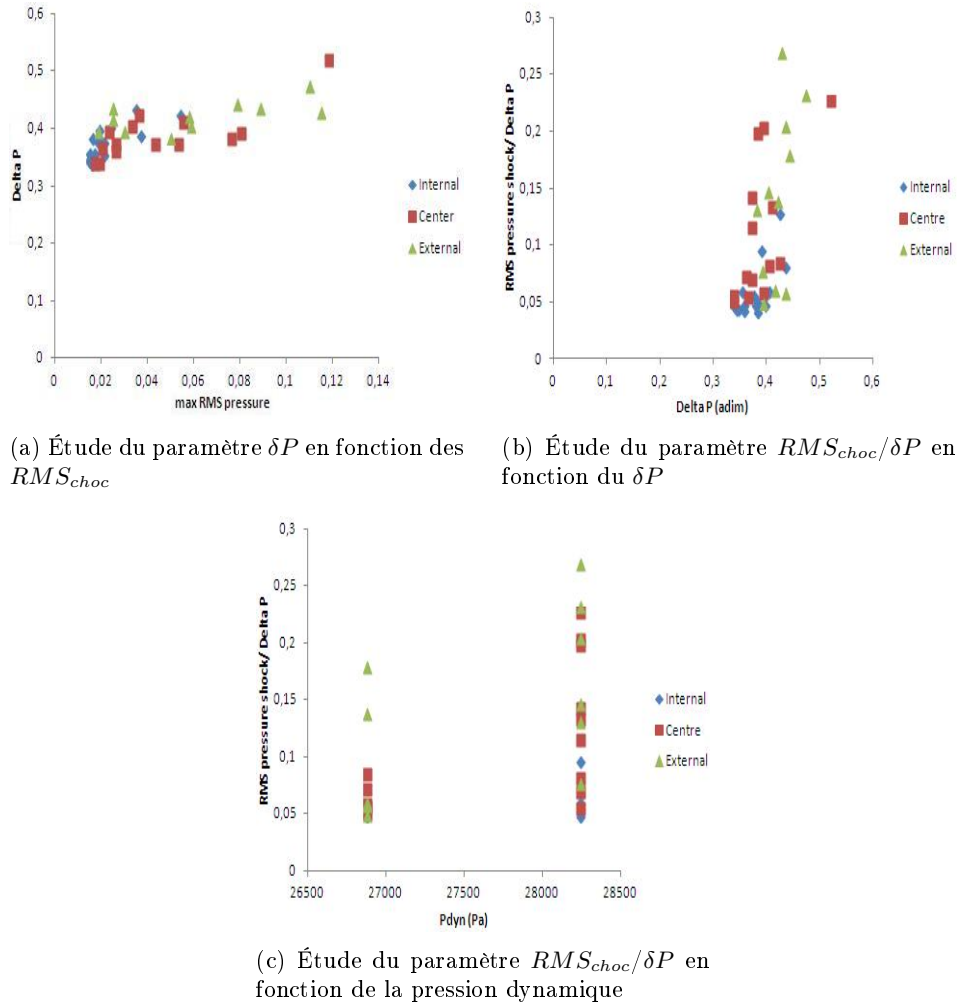


FIG. 7.44: Étude de différents paramètres en fonction des RMS de pression en pied de choc

de pression du choc adimensionnée par le saut de pression δP statique en fonction de la pression dynamique.

Ces figures ne permettent pas de dégager une tendance claire d'évolution entre les différents paramètres étudiés. En effet, sur la figure 7.44 (a), on peut observer qu'il n'existe pas vraiment de lien linéaire entre les RMS de pression du choc et le saut de pression δP statique. Il est donc difficile de déterminer une constante permettant de passer d'une grandeur à l'autre. La conclusion est la même pour la figure 7.44 (b), les points sont tous regroupés et semblent suivre une même tendance, cependant il est difficile de déterminer le lien exact permettant de passer d'une grandeur à l'autre. Finalement, en ce qui concerne la figure 7.44 (c), les points d'essais ont été effectués avec une pression dynamique qui ne varie pas beaucoup, ne permettant donc pas d'établir de lien clair entre la pression dynamique et la RMS de pression adimensionnée par le saut de pression δP statique.

○ Analyse des données ARW-2

L'étude de cette méthode a aussi été réalisée sur la campagne ARW-2 dans le but de vérifier s'il y a bien un lien qui apparaît entre les valeurs de RMS de pression du choc et les sauts de pression δP statiques. La figure 7.45 présente les sauts de pression statique en fonction des RMS de pression du choc. Cette étude a été réalisée pour des points d'essais à iso-nombre de Mach et iso-pression

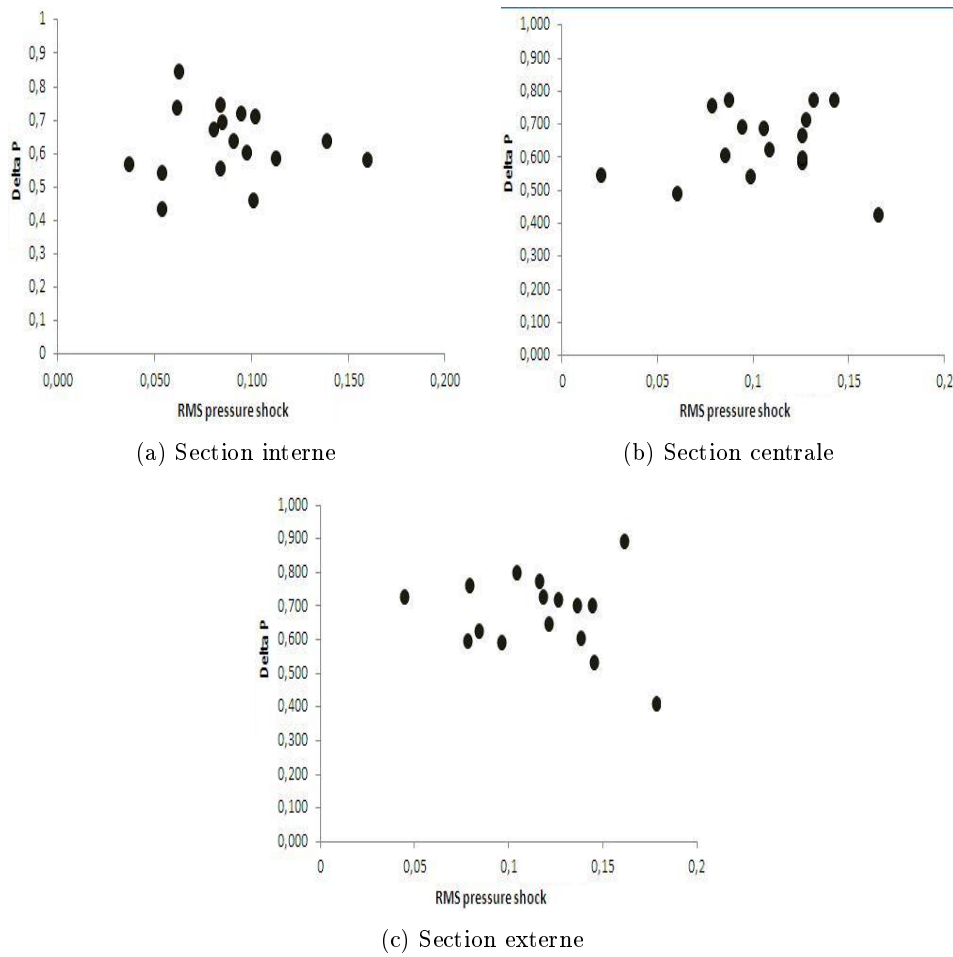


FIG. 7.45: Étude du saut de pression δP en fonction des RMS de pression en pied de choc

dynamique.

Un nuage de points est observé sur cette figure ne permettant pas de trouver de lien clair entre les RMS de pression au pied de choc et les δP statique. Ces résultats sont bien différents de ceux obtenus lors de l'étude réalisée sur les données CAT3D. Ce dernier constat peut facilement se justifier dans la mesure où cette campagne possède une instrumentation moins dense en corde que celle de la campagne CAT3D, ne permettant pas de déterminer correctement les RMS de pression du choc.

La figure 7.46 montre trois autres graphes tracés dans le but d'établir un lien entre la RMS du choc, le saut de pression δP de pression statique et la pression dynamique. Sur la figure 7.46 (a) sont tracés les RMS de pression du choc en fonction du saut de pression δP statique pour les trois sections de l'aile, sur la figure 7.46 (b) les RMS de pression du choc adimensionnée par le saut de pression δP statique en fonction du saut de pression δP statique et sur la figure 7.46 (c) les RMS de pression du choc adimensionnée par le saut de pression δP statique en fonction de la pression dynamique.

A l'image de ce qui a été observé sur les données CAT3D, aucune tendance claire n'a pu être dégagée des trois graphes de cette figure. En effet, sur la figure 7.46 (a), on peut observer qu'il n'existe pas vraiment de lien linéaire entre les RMS de pression du choc et le saut de pression δP statique, la répartition de ces RMS de pression en fonction du saut de pression δP semble d'ailleurs assez aléatoire. Il est donc difficile de déterminer une constante permettant de passer d'une grandeur à l'autre.

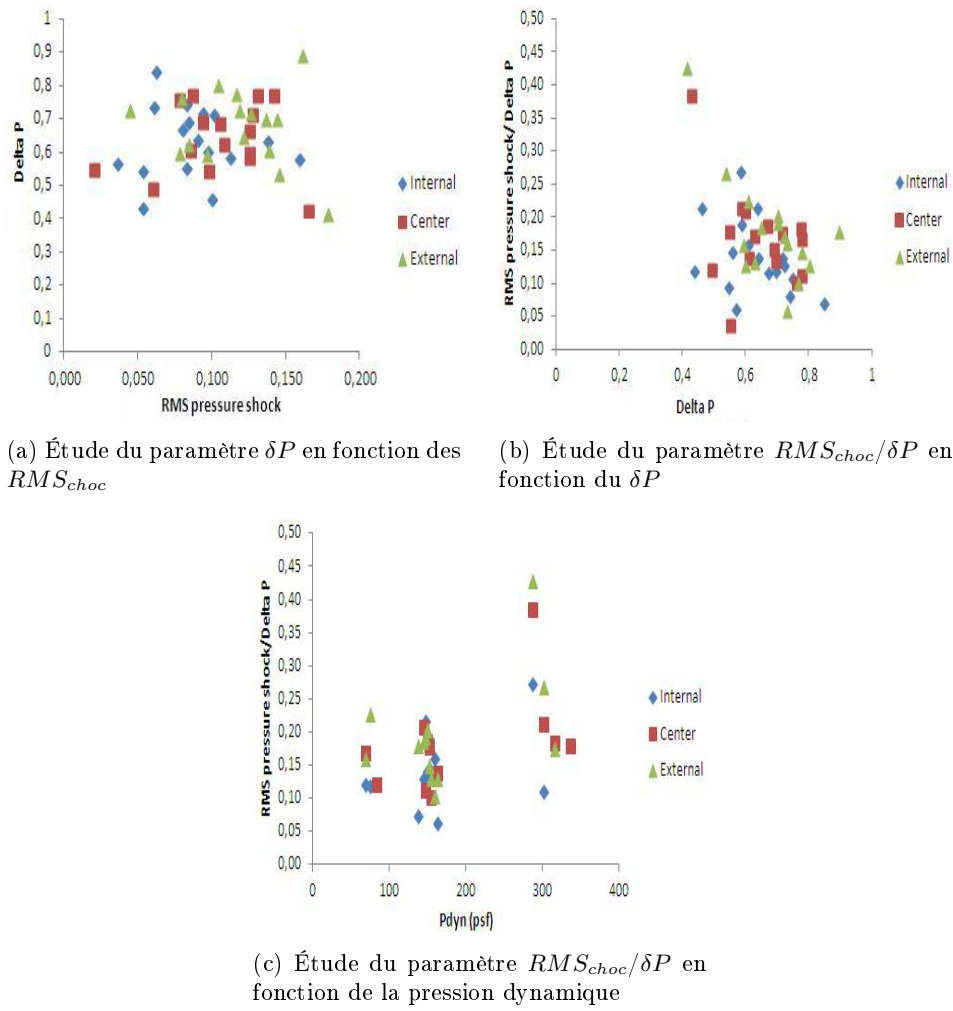


FIG. 7.46: Étude de différents paramètres en fonction des RMS de pression en pied de choc

En ce qui concerne la figure 7.46 (b), la conclusion est la même, les points sont relativement dispersés et ne semblent pas suivre une même tendance. Finalement en ce qui concerne la figure 7.46 (c), aucune tendance n'a pu être dégagée de ces RMS en fonction de la pression dynamique, les points sont en effet trop dispersés pour pouvoir développer un modèle. Nous pouvons donc voir qu'il est difficile d'établir un lien entre les valeurs RMS de pression et les autres grandeurs. Ce qui est clair, c'est qu'aucune dépendance linéaire entre ces deux grandeurs telle qu'elle avait été supposée dans la littérature n'a été observée. La question qui reste à se poser est de savoir si ces résultats sont uniquement une conséquence de la physique du phénomène ou d'un nombre de capteurs trop faible.

En conclusion de cette étude nous pouvons dire que la troisième méthode n'est pas avérée très prometteuse. En effet, aucun lien entre les RMS de pression en pied de choc et le saut de pression δP statique n'a été observé. L'analyse réalisée sur les deux campagnes d'essais a montré que les valeurs RMS en fonction du saut de pression statique étaient très dispersées et ne permettait donc de trouver aucun lien de linéarité entre ces valeurs et les valeurs du saut de pression δP . Il en a été de même avec les valeurs de pression dynamique. Ainsi, au vu des résultats obtenus sur les deux campagnes d'essai, cette méthode ne sera donc pas retenue pour la modélisation des RMS au pied de choc.

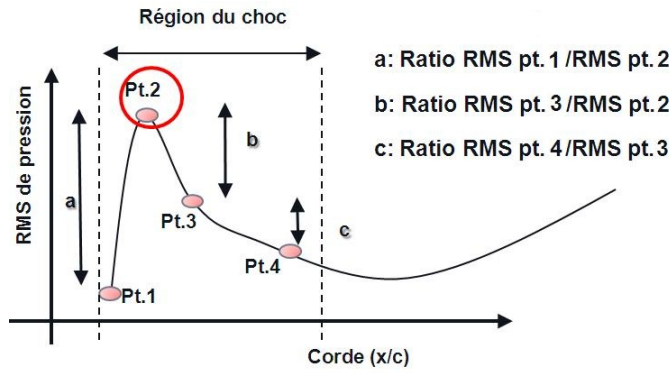


FIG. 7.47: Évolution des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc

Modélisation des RMS de pression dans toute la région du choc La modélisation des PSD de pression à l'intérieur de la zone du choc ne se limite pas à l'estimation des RMS de pression au pied du choc. Il est également important de bien connaître l'évolution des RMS de pression en dehors de la position moyenne du choc afin de pouvoir correctement modéliser les PSD de pression sur cette région. Le développement d'une méthode permettant de modéliser les RMS de pression en dehors de la position du choc s'avère donc nécessaire. La figure 7.47 montre de manière schématique les variations de RMS de pression observées à l'intérieur de la région du choc en fonction de la position en corde. Le point 1 correspond ainsi au point situé à $x/c_{choc} - 2\%$, le point 2 au point situé à x/c_{choc} , le point 3 au point $x/c_{choc} + 2\%$ et le point 4 au point $x/c_{choc} + 4\%$. Les lettres a, b et c donnent différents rapports de RMS calculés entre les points 1 et 2, 3 et 2 et 4 et 3 respectivement.

Afin de modéliser les valeurs des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc, une compréhension de l'évolution de ce paramètre est nécessaire. Les données CAT3D ont ainsi été utilisées dans le but d'établir ce lien existant entre les RMS à l'intérieur de cette zone fortement instationnaire. Le tableau 7.1 présente une synthèse des observations réalisées à partir des résultats obtenus sur une dizaine de points d'essais de la campagne CAT3D. Sur la ligne supérieure se trouvent les valeurs calculées des rapport a,b et c (c.f. figure 7.47) et sur la ligne inférieure se trouvent les valeurs utilisées dans le modèle. Ces valeurs ont été définies de manière à se rapprocher le plus des observations réalisées sur les données CAT3D.

	a	b	c
Valeurs expérimentales	0,016-0,14	0,33-0,66	0,33-0,66
Hypothèse de modélisation	0	0,5	0,5

TAB. 7.1: Conditions d'essai de la campagne CAT3D

Les valeurs des différents coefficients ont été définies à partir des données expérimentales. La valeur nulle a été choisie pour le coefficient « a » car les données expérimentales ont pour la plupart des points d'essais testés montré que le rapport entre les valeurs RMS calculées dans le choc et les RMS en amont de celui-ci était très élevé. En ce qui concerne les coefficients « b » et « c », un demi a été la valeur prise pour ces coefficients de manière à correspondre le plus aux valeurs des différents points d'essais étudiés.

La définition de ces coefficients permettent ainsi de définir une loi d'évolution des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc. Cette loi est représentée sur la figure 7.48. Cette figure montre l'évolution des RMS de pression adimensionnées par la RMS de pression au pied du choc en

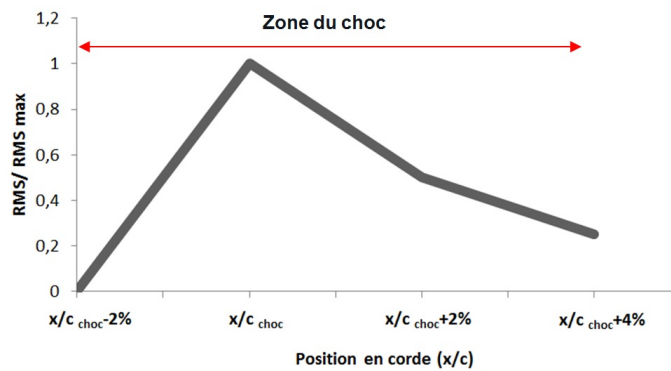


FIG. 7.48: Loi d'évolution des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc

fonction de la position en corde.

Cette loi a été définie à partir des données CAT3D, une vérification sur d'autres campagnes d'essais bien instrumentées au niveau du choc restent donc à faire pour valider ou non cette approche. Il est également important de garder à l'esprit que pour la modélisation des PSD de pression dans la zone du choc, il est nécessaire de connaître, les RMS de pression au pied du choc. Sans cette donnée, aucune modélisation des PSD au niveau du choc n'est possible.

Modélisation des cohérences La modélisation des cohérences dans la zone du choc est très complexe du fait de la présence d'un choc qui vient fortement perturber l'écoulement au niveau de l'extrados voilure. Cette modélisation ne peut donc s'effectuer correctement que si la position du choc est bien identifiée et que le calcul des coefficients de Corcos se fait à partir de capteurs situés en aval du choc. La modélisation des cohérences dans la zone du choc est effectuée comme défini par l'équation (6.1). Seul le terme suivant l'axe des x sera pris en compte dans ce modèle dans la mesure où l'axe des y ne pourra pas être modélisé sur l'extrados voilure.

Définition des coefficients de Corcos L'étude réalisée dans la section 3.2.5 avait montré que l'évolution des cohérences dans la direction de la corde de l'aile était très similaire à celle qui avait été observée sur l'HTP à l'intérieur de la surface décollée. La figure 7.49 présente les coefficients de Corcos calculés à partir des différents couples de capteurs de pression instationnaire situés à l'intérieur de la région du choc. Trois coefficients de Corcos peuvent ainsi être calculés à partir de ces données.

Les coefficients de Corcos présentent des valeurs proches sur chaque section en envergure. Les résultats de cette figure sont représentatifs de tous les points d'essais étudiés pour cette campagne d'essai. Cette étude montre qu'il est aussi possible pour cette région de modéliser les cohérences via les coefficients de Corcos, indépendamment des couples de capteurs choisis, à condition bien évidemment que ces capteurs soient situés en aval de l'onde à l'intérieur de la zone du choc.

La figure 7.50 présente la grille de capteurs de pression instationnaire de la région du choc dans laquelle des coefficients de Corcos ont été attribués suivant les sections en envergure. Ainsi pour chacune des trois sections, des coefficients α_{c1} , α_{c2} et α_{c3} ont été attribués. Ces coefficients α_{c1} , α_{c2} et α_{c3} représentent les coefficients de Corcos longitudinaux déterminés à partir des données expérimentales et appliqués à tous les capteurs situés sur chacune des sections en envergure à l'image de ce qui a été réalisée précédemment dans la zone décollée. Le coefficient α_{c1} est utilisé pour tous les capteurs de la section interne, le coefficient α_{c2} pour tous les capteurs de la section centrale et le coefficient α_{c3} pour tous les capteurs de la section externe. Pour rappel, aucun coefficient de Corcos

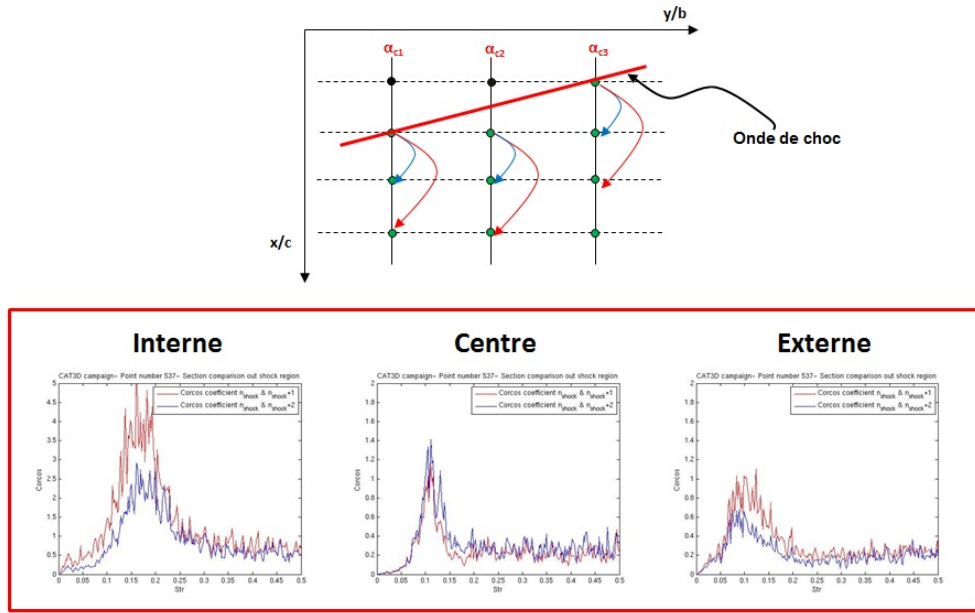


FIG. 7.49: Calcul des coefficients de Corcos à l'intérieur de la zone du choc à partir de différents couples de capteur

n'a été défini dans la direction transverse à cause du manque de capteur de pression permettant de calculer de manière fiable ces coefficients.

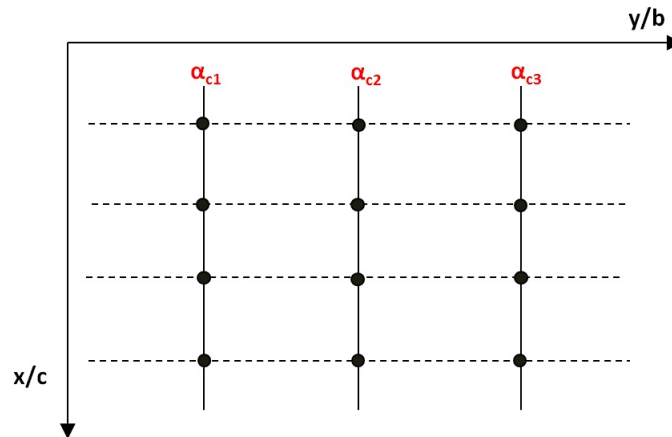


FIG. 7.50: Coefficient de Corcos à l'intérieur de la zone du choc

En ce qui concerne les coefficients de Corcos des capteurs dit « diagonaux », ils seront considérés comme étant égaux à zéro. Cette valeur se justifie notamment par le fait que les sections en envergure sont trop éloignées les unes des autres, ne permettant pas de modéliser les coefficients de ces capteurs diagonaux.

Modélisation des phases Les phases n'ont été modélisées dans la région du choc que selon l'axe longitudinal et leurs valeurs a été prise égales à zéro.

Modélisation des CSD de pression et calcul d'effort aérodynamique Le terme de CSD de pression découle des valeurs de cohérences, de déphasages et de PSD de pression. Le calcul des CSD de pression se fera donc comme défini dans l'équation (6.5) du chapitre 6.2.

7.6 Validation de la méthode dans la zone du choc

La validation du modèle dans la zone du choc est réalisée en deux étapes :

- Validation de la modélisation des cohérences : Cette étape consiste à valider uniquement les résultats de la modélisation des cohérences. Aucune modélisation des PSD n'est effectuée au cours de cette étape. Les efforts globaux sur cette région sont aussi comparés.
- Validation de la modélisation complète du choc : Cette étape consiste à valider le modèle complet dans la zone du choc, en prenant en compte cette fois-ci non seulement la modélisation des cohérences mais aussi la modélisation des PSD à l'intérieur de la zone du choc. Les efforts globaux sur cette région ont aussi été comparés.

Ces étapes de validation permettent ainsi de mieux comprendre la part d'erreur lié à la modélisation de chaque grandeur. Il est important de noter que la validation de ce modèle est effectuée sur l'ensemble des capteurs de la campagne CAT3D.

7.6.1 Validation de la modélisation des cohérences dans la région du choc

La validation de la modélisation des cohérences dans la région du choc a été réalisée sur les mêmes cas de tremblement que précédemment. Dans les figures qui vont suivre, les courbes rouges représentent les données modélisées et les courbes bleues les données expérimentales. Les résultats pour chaque méthode sont présentés sous forme de graphes de trois lignes et quatre colonnes. Sur la première ligne de chaque figure se trouvent les résultats obtenus sur la section interne, sur la deuxième ligne les résultats de la section centrale et sur la troisième ligne les résultats de la section externe. L'encadré en noir indique la position moyenne du choc. La croix rouge montre les spectres issus de capteurs défectueux. La figure 7.51 montre un schéma de la répartition des capteurs à l'intérieur de la zone du choc. En rouge se trouvent les capteurs qui ont été utilisés comme référence dans la modélisation des cohérences et en vert le capteur qui se situe au pied du choc (capteur équivalent au point 2 de la figure 7.47). Il est à noter que les capteurs de référence ont été pris à peu près à une distance de 4% en corde de la position moyenne du choc dans le but de pouvoir également analyser la sensibilité du modèle à la position de ces capteurs de référence.

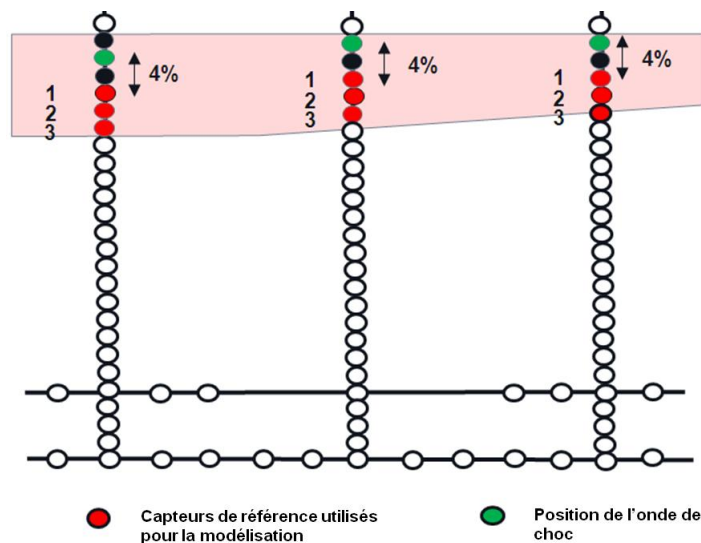
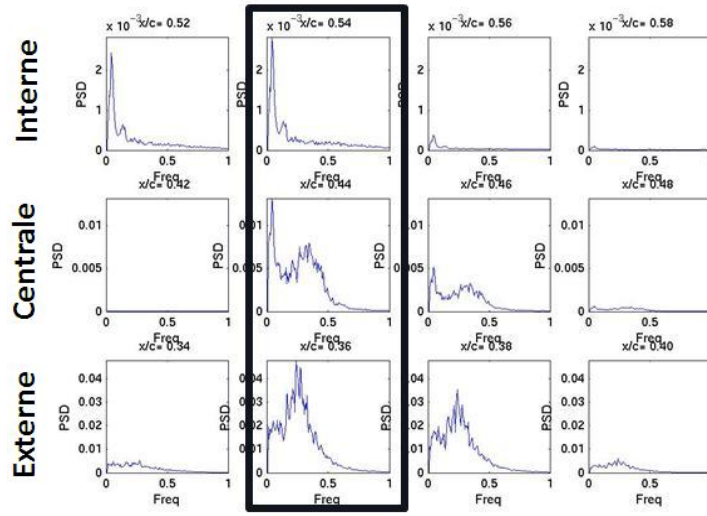
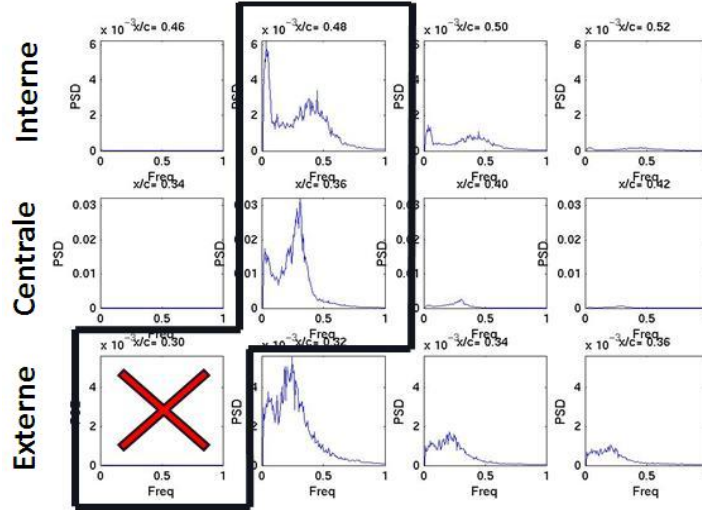


FIG. 7.51: Capteurs de référence utilisés dans la modélisation des cohérences dans la zone du choc

Deux couples de capteurs différents ont été utilisées comme référence dans cette validation, un



(a) Cas de tremblement moyen



(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.52: PSD de pression expérimentales utilisées dans la validation des cohérences dans la région du choc

couple composé des capteurs n°1 et n°2 (méthode n°1) et un autre composé des capteurs n°1 et n°3 (méthode n°2).

Utilisation des PSD de pression expérimentales dans le processus de validation La figure 7.52 montre les PSD expérimentales des capteurs (courbes en bleu) situés à l'intérieur de la zone du choc tracées en fonction de la fréquence.

Cette figure montre l'évolution des PSD à l'intérieur de la zone du choc, notamment dans la zone située en amont du choc. Les PSD en amont du choc ont des valeurs très faibles en comparaison aux autres capteurs de la même section justifiant bien l'approche définie sur le tableau 7.1. Ces derniers spectres semblent également indiquer que les instationnarités ne se propagent pas sur les capteurs en amont de l'onde. Ce point est intéressant et devra donc être pris en compte pour la suite de l'étude.

Validation de la modélisation des cohérences La figure 7.53 montre les cohérences modélisées sur des capteurs situés à l'intérieur de la zone du choc tracées en fonction de la fréquence.

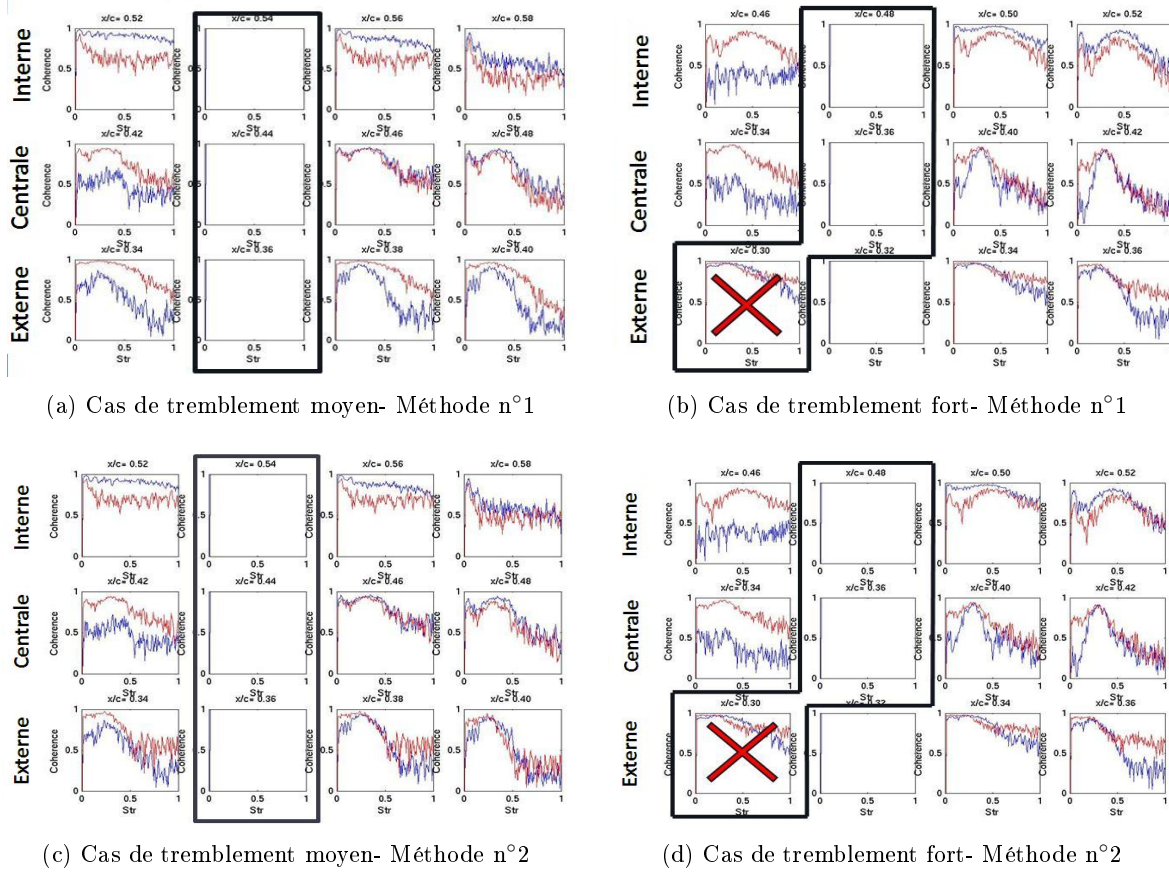
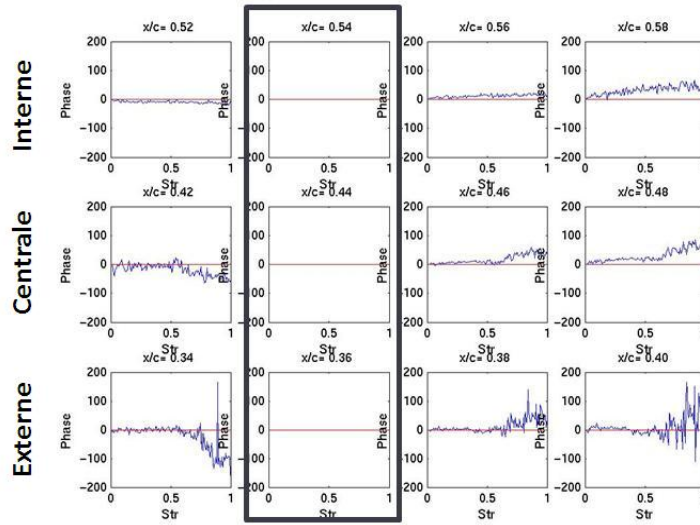


FIG. 7.53: Comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes de modélisation

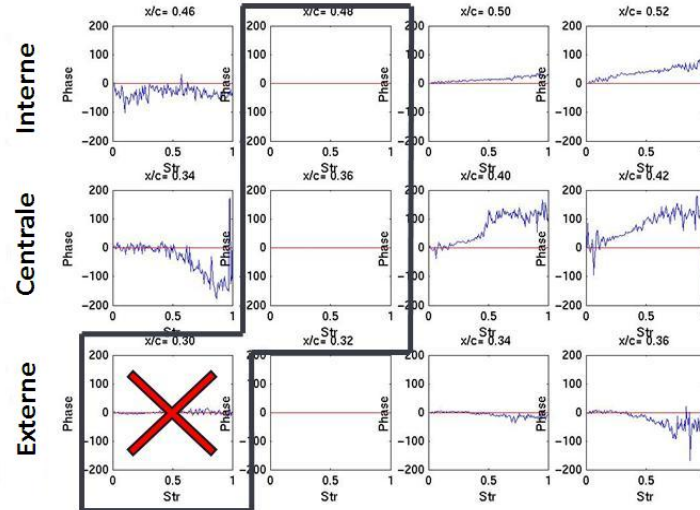
La modélisation des cohérences donne de manière globale de bons résultats. En effet, les fréquences et amplitudes des cohérences sont bien prévues par chacune des méthodes. Quelques questions restent néanmoins lorsque l'on s'intéresse aux résultats du modèle en amont de la position moyenne du choc. Le modèle semble en effet être moins prometteur sur cette zone là, dans la mesure où les résultats en amont du choc présentent pour certains capteurs des écarts importants. Cet écart n'est cependant pas une surprise dans la mesure où l'étude réalisée dans la section 3.2.5 avait montré que les instationnarités ne se propageaient pas en amont de la position moyenne du choc. Il est donc tout à fait normal que le modèle fournisse de mauvais résultats en amont de la position moyenne du choc. L'important reste maintenant de s'assurer que l'impact lié à l'erreur engendrée par ce modèle soit limité sur le calcul final de l'effort. Plus généralement, les résultats de ces deux méthodes montrent que la modélisation des cohérences via la méthode de Corcos peut être utilisée pour différents couples de capteur non nécessairement situés juste à côté du choc.

Validation de la modélisation des phases La figure 7.54 montre les déphasages modélisés sur des capteurs situés à l'intérieur de la zone du choc, tracés en fonction de la fréquence.

La modélisation des phases dans la région du choc est de manière globale proche des données expérimentales, tant en amont du choc qu'en aval de celui-ci. Il existe néanmoins pour certains points d'essais de cette campagne quelques différences, notamment sur les sections interne et centrale où



(a) Cas de tremblement moyen



(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.54: Modélisation des phases entre les capteurs à l'intérieur de la zone du choc

une dépendance linéaire entre la phase et la fréquence est observée sur les données expérimentales. Cependant, ces écarts restent pour la plupart des points assez faibles, permettant ainsi de conserver cette hypothèse.

Validation de la modélisation des CSD La figure 7.55 montre les parties réelles des CSD de pression modélisées à l'intérieur de la zone du choc, tracées en fonction de la fréquence.

La modélisation des parties réelles des CSD de pression à l'intérieur de la zone du choc donne globalement de très bons résultats. Les écarts entre les courbes modélisées et les courbes expérimentales sont en effet très faibles, les courbes en aval du choc se superposent très bien aux courbes expérimentales. En amont du choc, l'erreur engendrée par la modélisation des cohérences s'atténue aussi significativement grâce aux très faibles valeurs des PSD qui viennent compenser l'erreur engendrée par les cohérences. En ce qui concerne les différences observées au niveau des deux modèles, la méthode n°1 et la méthode n°2 fournissent des résultats comparables. Les écarts entre ces deux méthodes sont très faibles. Le couple de capteurs utilisé pour le calcul de ces efforts ne semble donc

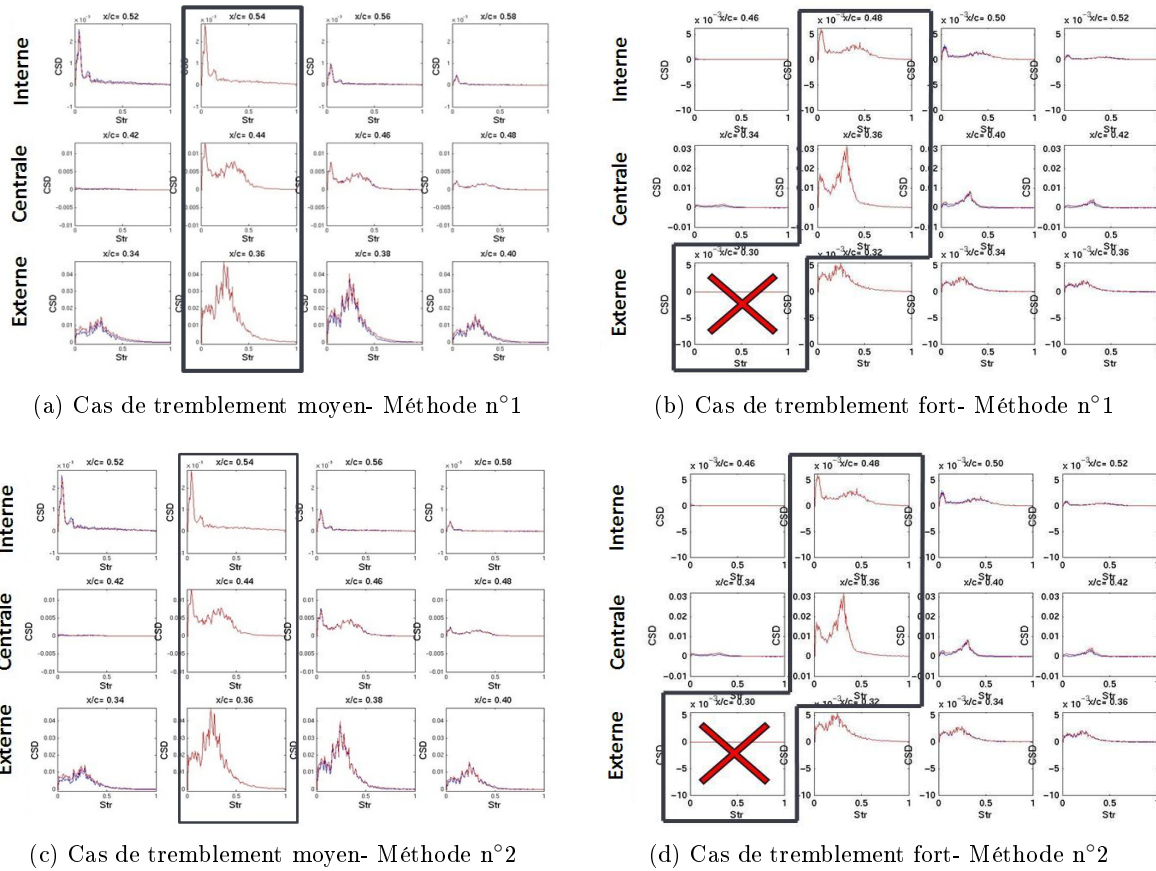


FIG. 7.55: Comparaison des parties réelles des CSD de pression obtenues avec les deux méthodes de modélisation

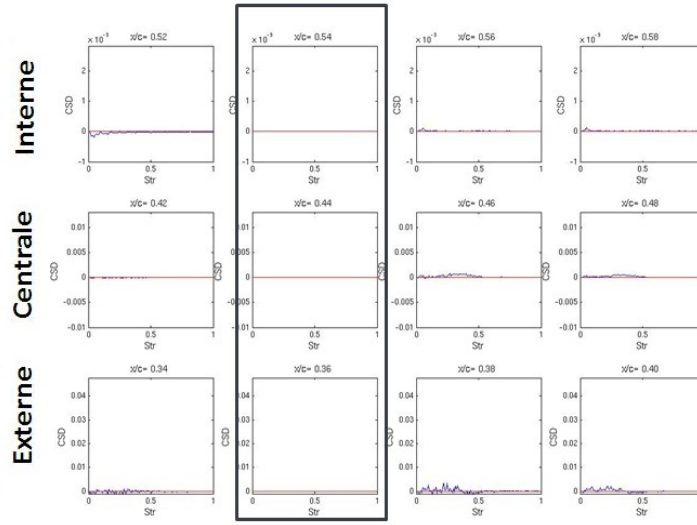
pas influencer de manière significative la zone du choc.

La figure 7.56 montre les parties imaginaires des CSD de pression modélisées à l'intérieur de la zone du choc tracées en fonction de la fréquence. L'analyse de la partie imaginaire des CSD de pression montre que leurs amplitudes sont bien moins importantes que celles de la partie réelle des CSD de pression. Ceci semble être correctement représenté par le modèle de cohérence qui suppose la partie imaginaire de ces CSD nulle. D'importants écarts entre la partie imaginaire des CSD de pression modélisées et les valeurs expérimentales subsistent néanmoins, montrant à nouveau qu'il reste quelques améliorations à faire dans la modélisation de la partie imaginaire des CSD de pression pour gagner en représentativité physique.

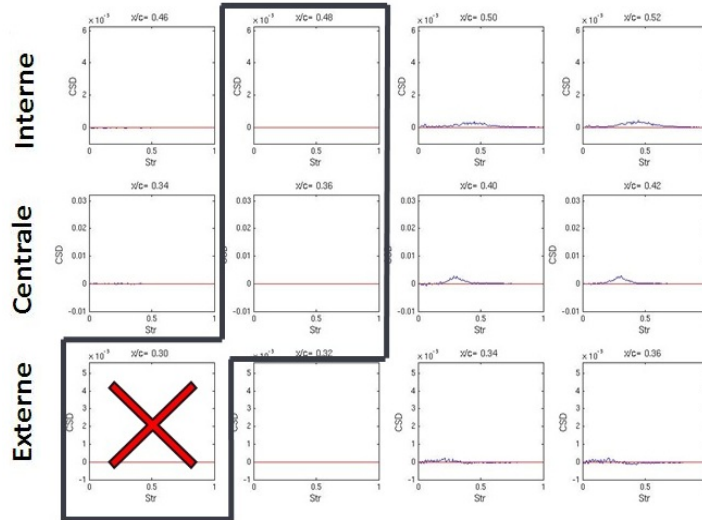
Validation de la modélisation des efforts aérodynamiques La figure 7.57 montre les efforts globaux modélisés en fonction de la fréquence. Les deux méthodes sont comparées sur cette figure. En haut de cette figure se trouvent les résultats de la méthode n°1 et en bas ceux de la méthode n°2.

La modélisation des efforts aérodynamiques à l'intérieur de la zone de choc fournit de manière globale de très bons résultats. Les écarts entre les courbes modélisées et expérimentales sont faibles tant du point de vue amplitude que du point de vue fréquence. L'influence des couples de capteurs utilisés pour le calcul de ces efforts semble donc a priori négligeable à l'intérieur de cette zone du choc.

La figure 7.58 montre les erreurs relatives des résultats obtenus des modèles entre les deux méthodes et les données expérimentales sur sept points d'essais testés de la campagne CAT3D.



(a) Cas de tremblement moyen



(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.56: Modélisation de la partie imaginaire des CSD entre les capteurs à l'intérieur de la zone du choc

L'histogramme en jaune correspond aux erreurs relatives associées à la méthode n°1 et l'histogramme en vert à ceux de la méthode n°2. Sur l'axe des abscisses se trouvent les différents points d'essais analysés et sur l'axe des ordonnées se trouvent les erreurs relatives en pourcentage.

L'erreur relative engendrée par la modélisation des cohérences à l'intérieur de la zone du choc est en moyenne de 6% en RMS d'effort pour la campagne CAT3D. La modélisation des cohérences ne semble donc pas avoir un impact majeur sur le calcul des efforts instationnaire aérodynamiques. Cette modélisation des cohérences via la méthode de Corcos semble donc permettre le calcul d'un effort avec une précision relativement bonne à partir d'un nombre de capteur réduit.

7.6.2 Validation de la méthode de modélisation des RMS de pression du choc

Afin de définir la méthode à retenir pour la modélisation des RMS de pression au niveau du choc, une validation a été effectuée à partir des différents points d'essais de la campagne CAT3D. La mé-

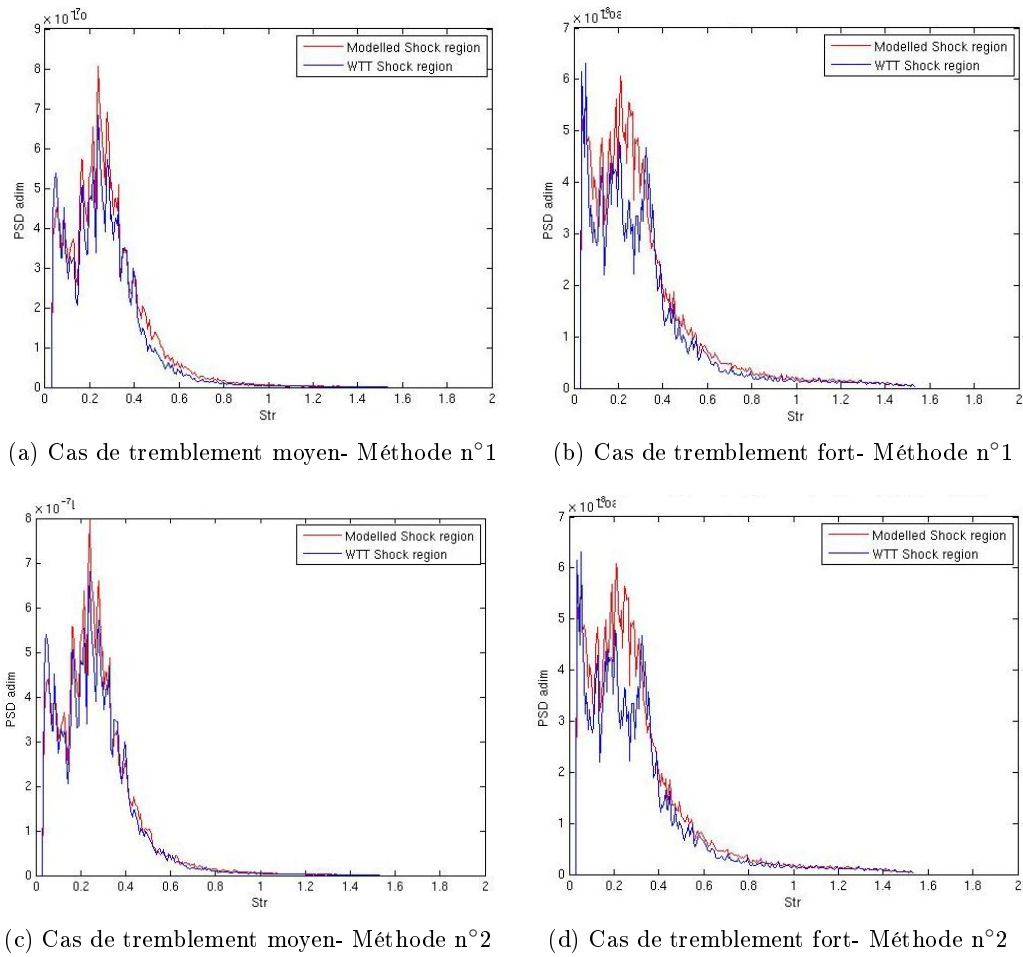


FIG. 7.57: Comparaison des efforts aérodynamiques instationnaires obtenus dans la région du choc avec les deux méthodes de modélisation

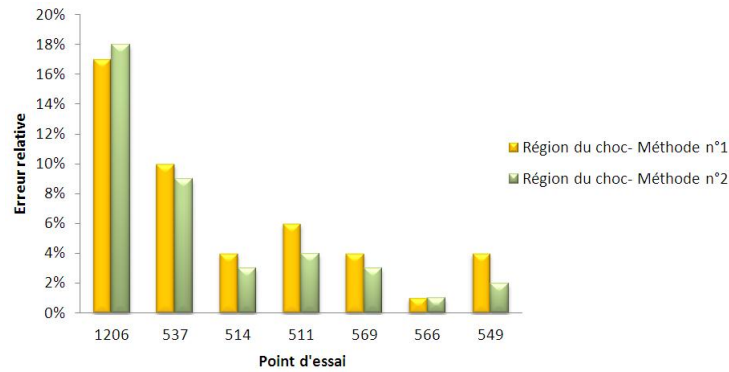


FIG. 7.58: Erreur relative des RMS d'effort pour les deux méthodes

thodologie suivie pour la validation de ces deux premières méthodes définie page 197 est la suivante :

- Modélisation des RMS de pression en pied de choc : Cette étape consiste à recréer les RMS de pression en pied de choc à partir d'un nombre de points d'essais donné. Dans cette première étape un nombre limité de capteur de pression est utilisé.
- Validation de la méthode à partir de données existantes : Cette étape consiste à valider le modèle à partir des données existantes. Cette validation a été réalisée pour les deux méthodes

étudiées.

Pour modéliser les RMS de pression en pied de choc, il a été nécessaire de disposer d'un certain nombre de données de pression instationnaire à l'intérieur de la zone d'étude. En effet, l'interpolation linéaire de ces RMS ne peut se faire que si le nombre de valeurs RMS est suffisamment important pour permettre une modélisation. D'un autre côté, la modélisation a aussi pour objectif de fournir des résultats avec un nombre limité de capteurs dans la mesure où toutes les campagnes ne pourront pas être définies avec un nombre de capteurs similaire à celui de la CAT3D. Ce modèle doit donc être capable de modéliser ces RMS à partir d'une nouvelle grille de capteurs, moins dense que celle de la campagne CAT3D. Vingt-huit capteurs ont donc été utilisés comme capteurs de référence pour appliquer le modèle.

Sur les figures de cette section, les valeurs modélisées des RMS de pression sont représentées par une droite noire et les points expérimentaux sous forme de points rouges. Les croix vertes correspondent aux valeurs RMS qui n'ont pas été prises en compte dans la modélisation et qui seront utilisées par la suite lors de la validation du modèle. La modélisation de ces valeurs RMS est basée sur une interpolation linéaire des points d'essais. L'axe des abscisses donne la position en corde et l'axe des ordonnées donne la valeur des RMS de pression. Les croix noires sur cette figure correspondent aux valeurs fournies par des capteurs défectueux. Cette étude a été réalisée pour des points d'essais à iso-nombre de Mach et iso-pression dynamique.

La figure 7.59 montre les deux grilles d'instrumentation qui ont été utilisées tout au long de cette modélisation. Sur la gauche se trouve celle de la campagne CAT3D et sur la droite celle utilisée pour la modélisation. Vingt capteurs en moins seront donc utilisés pour estimer les RMS de pression en pied de choc. Les résultats du modèle ont été validés en complétant la grille de la figure 7.59 (b) et en comparant les résultats à ceux obtenus avec la grille de la figure 7.59 (a).

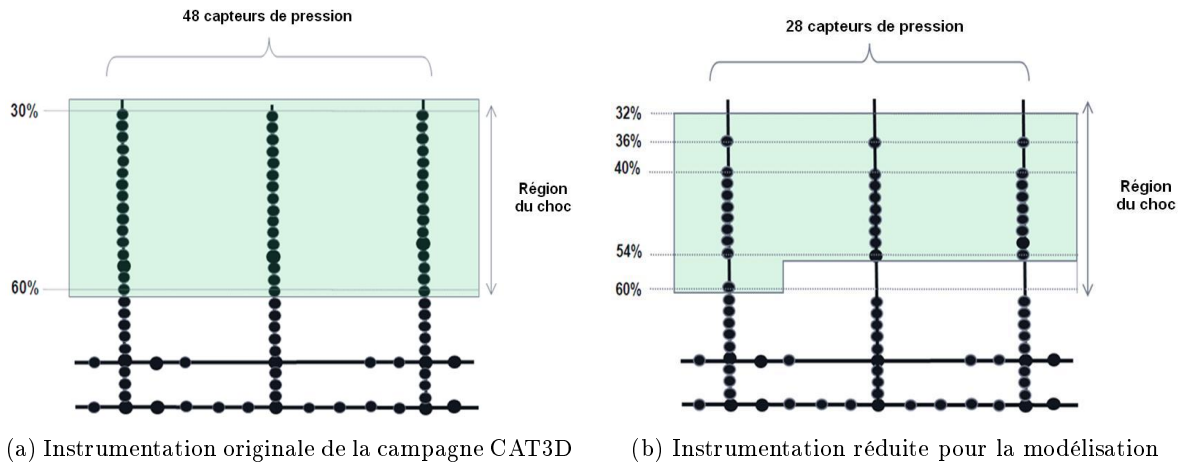


FIG. 7.59: Instrumentation utilisée pour la modélisation des efforts à l'intérieur du choc

La figure 7.60 montre les droites tracées à partir de la méthode n°1 en fonction de la position en corde. Les points modélisés n'ont pas toujours des valeurs proches des valeurs expérimentales. Pour les cas de tremblement fort où le choc est dans sa position la plus en amont, une légère sous-estimation des valeurs fournies par le modèle par rapport aux données expérimentales peut être observée. Cette figure permet néanmoins de valider l'utilisation de cette méthode de modélisation comme une bonne alternative parmi les deux retenues à l'issue de l'étude réalisée dans la section 7.5.

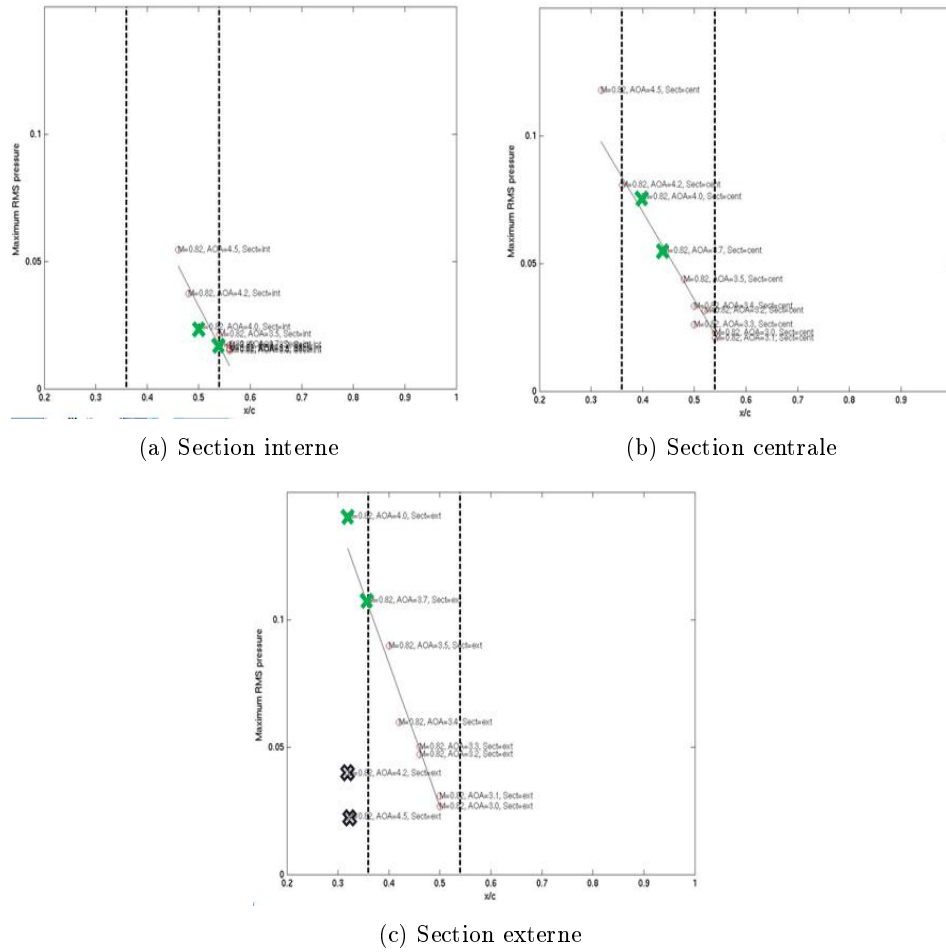


FIG. 7.60: Modélisation des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc à partir de la méthode n°1

La figure 7.61 montre les droites tracées à partir de la méthode n°2 en fonction de l'angle d'incidence. Les valeurs RMS sont sur cette figure moins bien modélisées que celles de la figure 7.60. En effet, les écarts sur les valeurs RMS sont plus importants. Ceci était tout à fait prévisible dans la mesure où il avait été montré précédemment que le lien entre les valeurs RMS et l'angle d'incidence était moins clair que celui observé entre les RMS de pression et la position du choc.

De manière à quantifier ces écarts, ceux-ci ont été calculés sur des points non utilisés lors de la modélisation des droites RMS de pression. La figure 7.62 montre les écarts obtenus entre les deux méthodes de modélisation et les données expérimentales. Dans cette étude, neuf points RMS de pression différents ont été comparés dans le but de valider ou d'invalidier les résultats fournis par les modèles. Cette figure montre ainsi sous forme d'histogramme en jaune les erreurs relatives en RMS de pression associées à la méthode n°1 et en vert celles associées à la méthode n°2. L'axe des abscisses donne les différents points utilisés pour la validation et l'axe des ordonnées donne la valeur des écarts mesurés en pourcentage.

L'erreur relative obtenue avec la méthode n°1 est en moyenne faible comparée à celle de la méthode n°2. En effet, la méthode n°1 engendre une erreur relative d'environ 13% alors que l'erreur liée à la méthode n°2 est de l'ordre de 24%. Cette étude permet donc de conclure que la méthode n°1 est celle qui fournit de meilleurs résultats. Cette méthode sera utilisée pour toute la suite de l'étude.

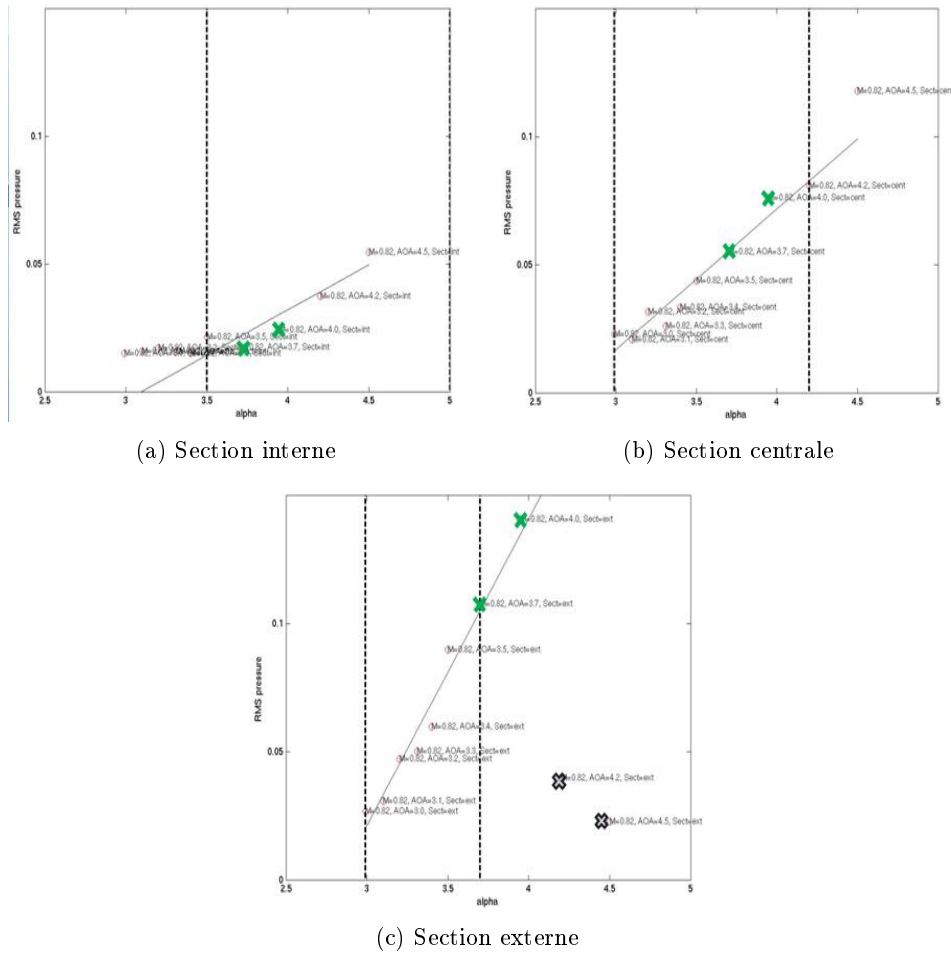


FIG. 7.61: Modélisation des RMS de pression à l'intérieur de la zone du choc à partir de la méthode n°2

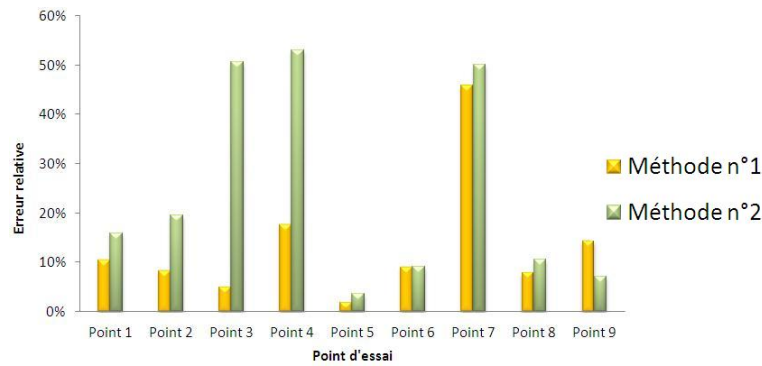


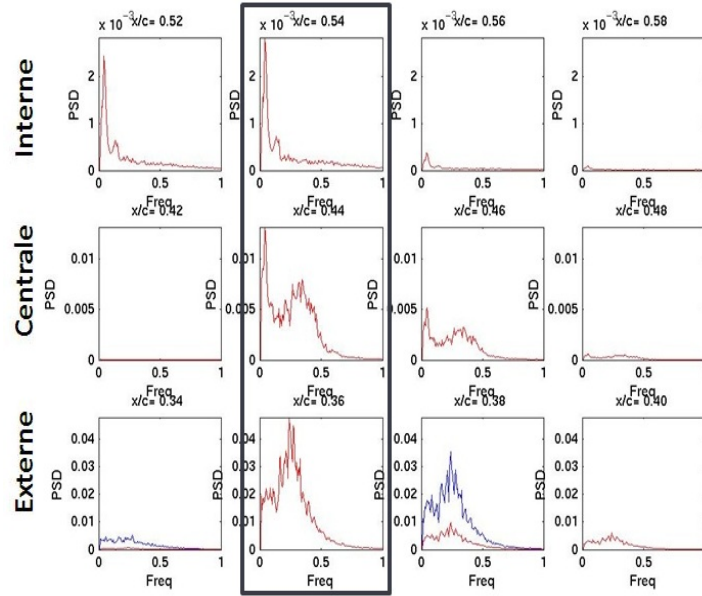
FIG. 7.62: Erreur relative des RMS d'effort pour les deux méthodes

7.6.3 Validation de la modélisation complète sur toute la zone du choc

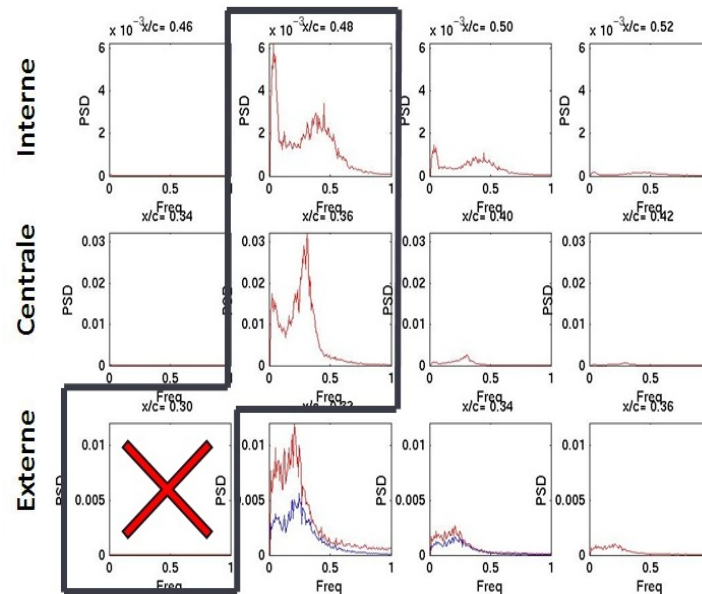
La modélisation complète des données à l'intérieur de la zone du choc est réalisée sur la base de l'instrumentation détaillée sur la figure 7.59 (b). Cette grille de capteurs, moins raffinée, a été utilisée dans le but de modéliser les efforts aérodynamiques instationnaires et de les comparer avec les données expérimentales. La validation de la modélisation est réalisée sur toutes les grandeurs intervenant dans le calcul de l'effort aérodynamique instationnaire. Les résultats présentés dans

cette section sont montrés sous forme de graphes de trois lignes et quatre colonnes. Les données expérimentales sont tracés en bleu et les données modélisées en rouge. La première ligne de chaque graphe correspond aux résultats de la section interne, la deuxième ligne aux résultats de la section centrale et la troisième ligne aux résultats de la section externe. L'encadré en noir donne la position moyenne du choc et la croix rouge les spectres de capteurs défectueux.

Validation de la modélisation des PSD de pression La figure 7.63 montre les résultats obtenus pour les PSD de pression à l'intérieur de la zone du choc en fonction de la fréquence.



(a) Cas de tremblement moyen



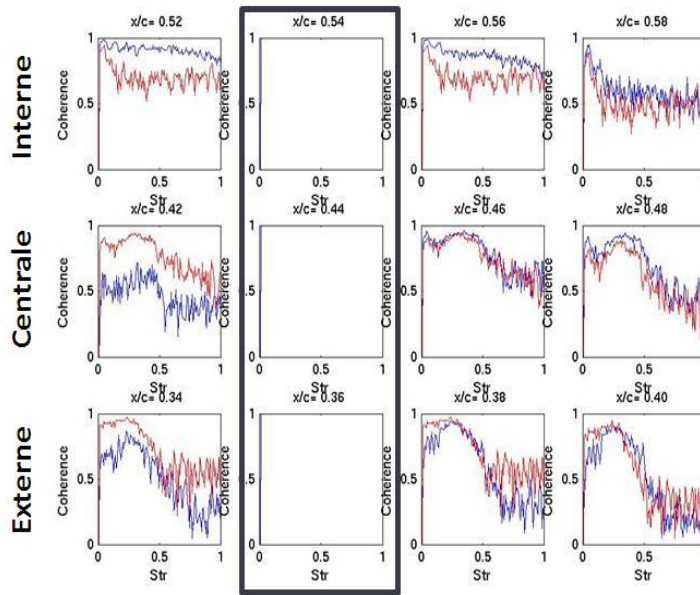
(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.63: PSD de pression modélisées en utilisant l'instrumentation de la figure 7.59 (b)

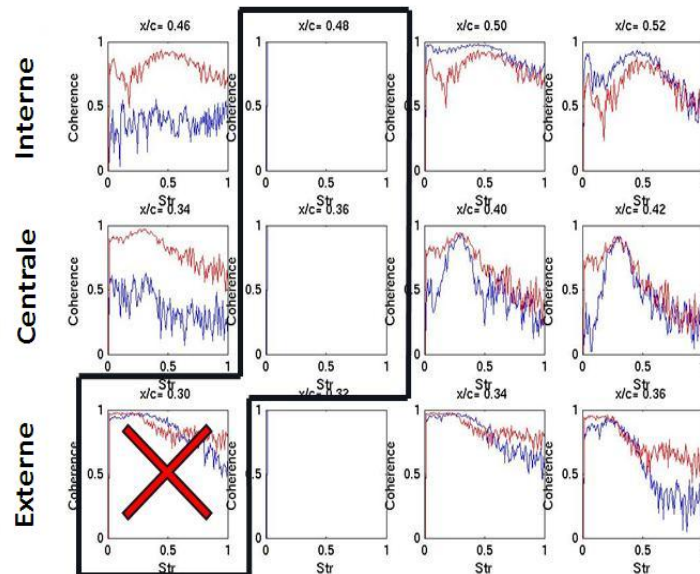
Quelques différences peuvent être observées sur l'amplitude entre les PSD expérimentales et les

PSD modélisées. Du point de vue fréquentiel, l'information est globalement bien restituée dans la zone du choc. En ce qui concerne l'évolution des PSD sur l'ensemble des sections modélisées, celle-ci est globalement bien représentée. Cela a été vérifié sur tous les cas testés de la campagne CAT3D. Cette étude permet ainsi de valider l'approche utilisée pour la modélisation des PSD à l'intérieur de la zone du choc.

Validation de la modélisation des cohérences La figure 7.64 montre les résultats obtenus pour les cohérences à l'intérieur de la région du choc tracées en fonction de la fréquence.



(a) Cas de tremblement moyen

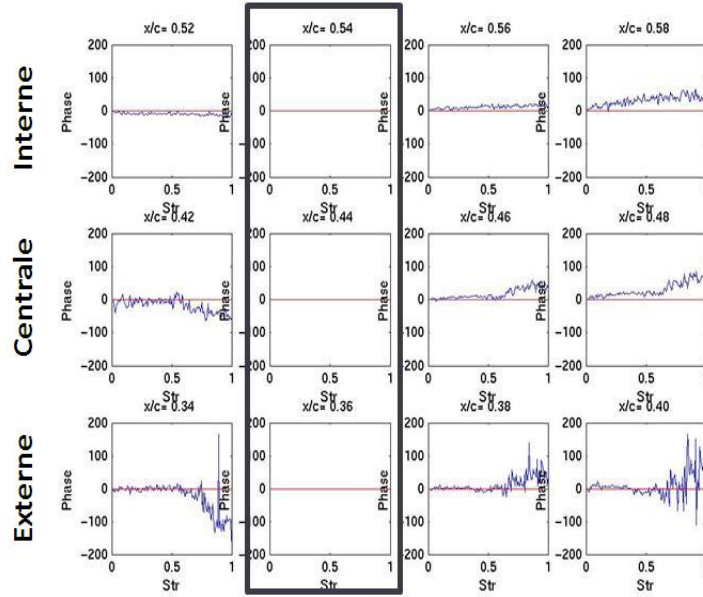


(b) Cas de tremblement fort

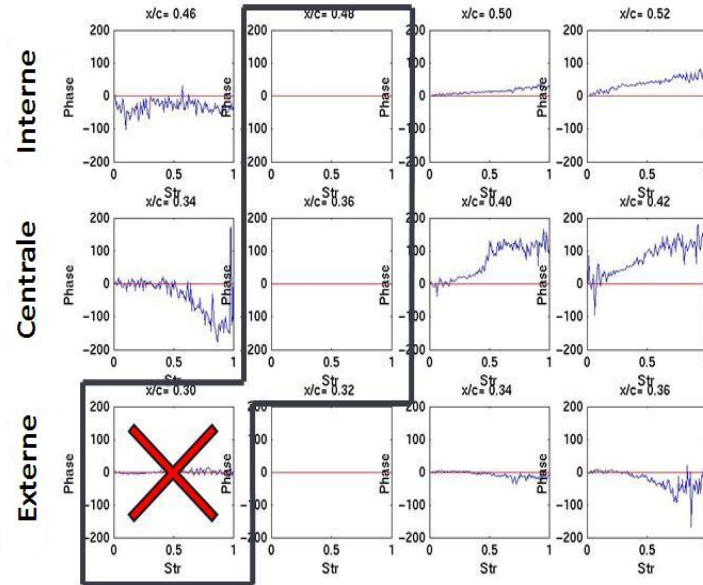
FIG. 7.64: Cohérences modélisées entre les capteurs

La modélisation des cohérences donne de manière globale de bons résultats. Les cohérences en

aval du choc sont en effet correctement modélisées en amplitude et en fréquence, ce qui n'est pas le cas des cohérences en amont du choc pour lesquelles des écarts importants apparaissent. Ce dernier point n'est pas surprenant dans la mesure où les instationnarités du choc ne remontent pas l'écoulement à l'intérieur de cette zone. Il est donc très peu probable d'avoir un lien entre ce qui passe en aval du choc et ce qui se passe en amont du choc.



(a) Cas de tremblement moyen



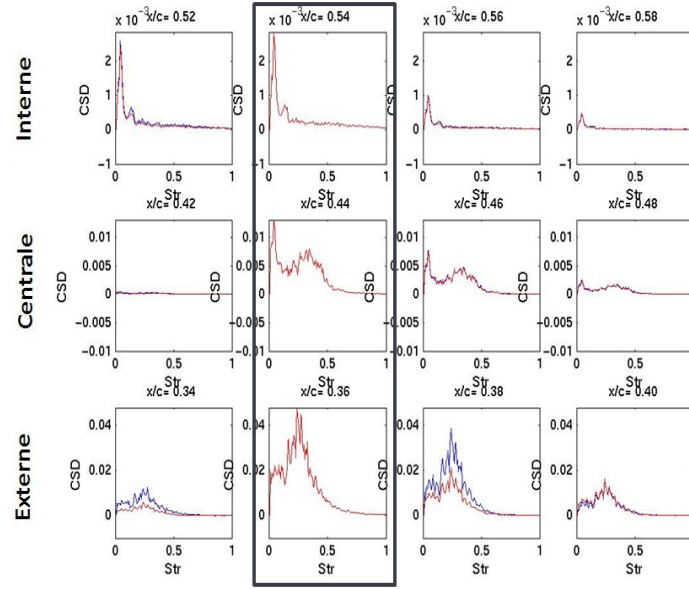
(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.65: Déphasages modélisés entre les capteurs

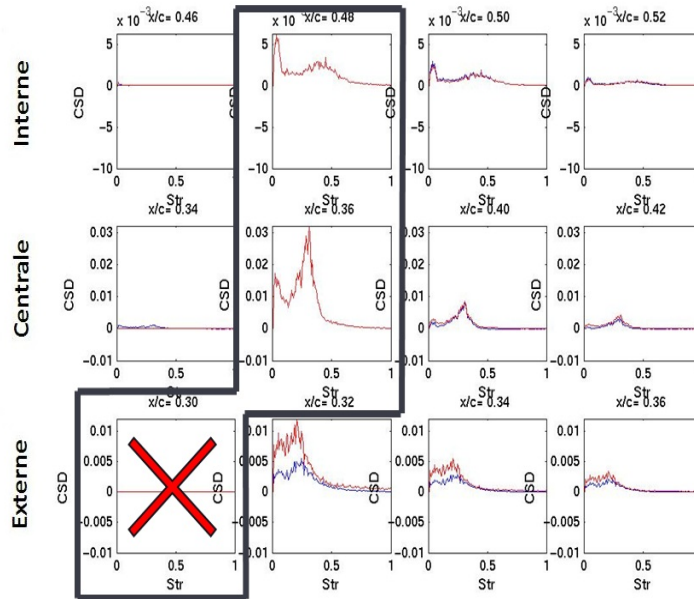
Validation de la modélisation des phases La figure 7.65 montre les déphasages modélisés à l'intérieur de la zone du choc tracés en fonction de la fréquence. La modélisation des phases dans la région du choc donne globalement de bons résultats. Nous pouvons néanmoins observer que pour certains points d'essais de cette campagne des différences apparaissent, notamment sur

les sections interne et centrale de l'aile dans lesquelles le déphasage semble avoir une évolution linéairement dépendante de la fréquence. Cette étude permet ainsi de valider l'approche utilisée pour la modélisation des déphasages à l'intérieur de la zone du choc.

Validation de la modélisation des CSD Par souci de simplicité, seule la partie réelle des CSD qui intervient directement dans le calcul de l'effort sera regardé dans cette partie. La figure 7.66 montre ainsi les résultats obtenus pour les parties réelles des CSD à l'intérieur du choc.



(a) Cas de tremblement moyen



(b) Cas de tremblement fort

FIG. 7.66: Partie réelle des CSD de pression modélisées

La modélisation des parties réelles des CSD donne de manière globale de bons résultats, avec néanmoins quelques écarts dus principalement à l'erreur induite par la modélisation des PSD à l'intérieur du choc. Les parties réelles des CSD en aval du choc semblent être relativement bien

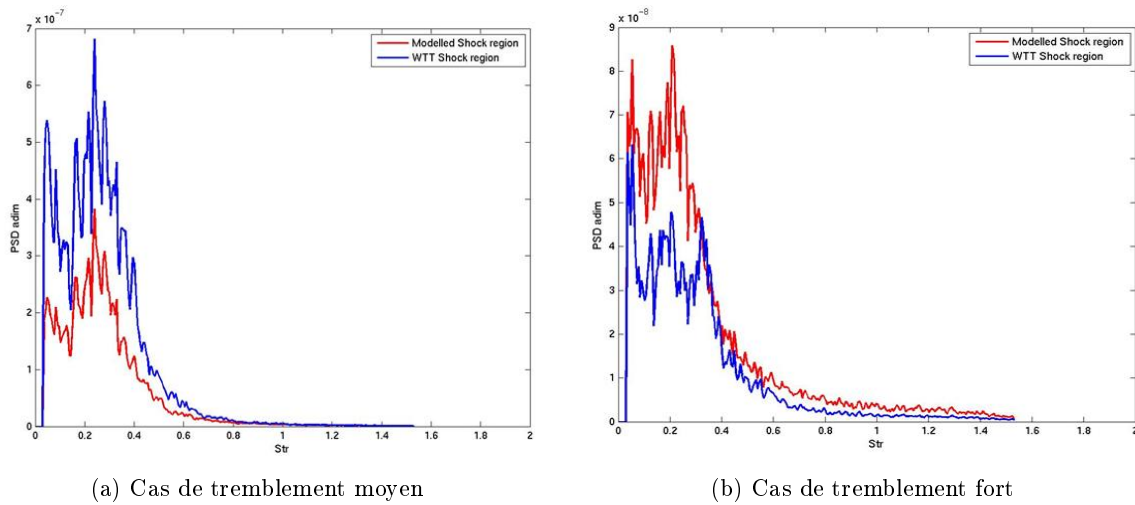


FIG. 7.67: PSD d'effort calculées à l'intérieur de la zone du choc

modélisées en amplitude et en fréquence. L'étude des capteurs en amont du choc donne aussi de bons résultats, cela est principalement dû aux faibles valeurs des PSD de pression en amont du choc limitant de manière considérable l'erreur engendrée par le modèle lors du calcul des parties réelles des CSD. Le modèle complet basé sur les fonctions de cohérence arrive donc à bien prévoir les parties réelles des CSD dans toute la zone du choc.

Validation de la modélisation des efforts aérodynamiques La figure 7.67 montre les efforts globaux modélisés sur l'ensemble de la zone du choc, tracés en fonction de la fréquence. Les courbes rouges représentent les efforts modélisés et les courbes bleues les efforts expérimentaux. À gauche de cette figure se trouve l'effort associé au cas de tremblement moyen et à droite l'effort associé au cas de tremblement fort. La modélisation des efforts aérodynamique à l'intérieur de la zone du choc reste relativement correcte en dépit des nombreuses incertitudes existantes sur la physique du phénomène. En effet, des écarts parfois importants en amplitude apparaissent entre les courbes modélisées et les courbes expérimentales. En ce qui concerne l'aspect fréquentiel, la modélisation donne de manière globale une bonne estimation. L'erreur relative moyenne des RMS d'effort pour tous les points d'essais testés sur cette campagne a été d'environ 14%. Ce résultat montre donc que la modélisation développée pour la zone du choc est adaptée et valide pour une étude des phénomènes aérodynamiques à l'intérieur de la zone du choc.

La figure 7.68 montre les erreurs relatives des RMS d'efforts calculées avec et sans modélisation des PSD de pression dans la zone du choc sur sept points d'essais testés de la campagne CAT3D. Cette étude vise à quantifier l'erreur engendrée par la modélisation des PSD à l'intérieur de la région du choc. L'histogramme en jaune correspond aux erreurs relatives associées à la modélisation des efforts estimées en utilisant les PSD de pression expérimentales et l'histogramme en vert à ceux associées à la modélisation des efforts en utilisant des PSD de pression modélisées. Sur l'axe des abscisses se trouvent les différents points d'essais analysés et sur l'axe des ordonnées les erreurs relatives en pourcentage.

Cette figure montre que les écarts entre les deux modèles sont importants. En effet, la modélisation sans prise en compte des PSD modélisées affiche une erreur de 6% alors que la modélisation avec prise en compte des PSD modélisées affiche une erreur de 14%. Toutefois, la modélisation des PSD arrive malgré tout à fournir des résultats corrects ; une erreur en RMS d'effort de 14% n'est en effet pas une erreur significative. De même du point de vue spectral, les amplitudes d'efforts et les

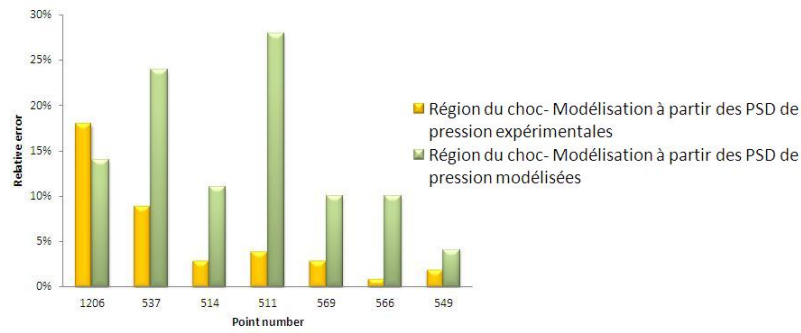


FIG. 7.68: Erreur relative des RMS d'effort pour les deux méthodes

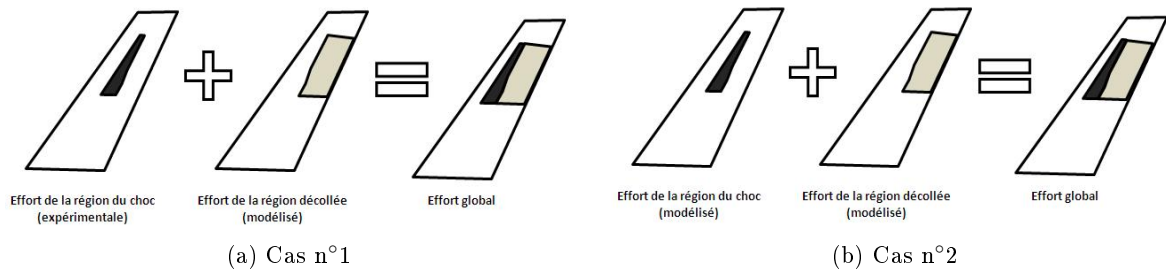


FIG. 7.69: Cas de validation du modèle complet sur l'extrados voilure

fréquences associées sont globalement bien modélisées pour l'ensemble des points d'essais analysés. Cette étude réalisée sur le calcul des efforts à l'intérieur du choc confirme donc l'utilité et l'efficacité de la méthode de modélisation des RMS de pression. La modélisation des PSD peut donc être validée avec cette analyse.

Une étude visant à valider le modèle complet à l'intérieur de la région du choc a été réalisée dans cette partie. La méthode de modélisation des cohérences a ainsi été capable de représenter les cohérences à l'intérieur de cette région. Il en a été de même avec la méthode de modélisation des PSD de pression qui malgré les quelques erreurs engendrées arrive globalement à bien prévoir les valeurs expérimentales de cette grandeur à l'intérieur de toute la zone du choc avec une erreur d'environ 14%. Le principal défaut de cette modélisation est qu'elle nécessite un minimum de données instationnaires à l'intérieur de cette zone pour fournir de bons résultats.

7.7 Validation de la méthode complète sur tout l'extrados voilure

Cette section présente la validation de la méthode complète réalisée à partir des données de la campagne CAT3D. Quarante et un capteurs ont été utilisés pour modéliser les efforts aérodynamiques sur l'extrados voilure : treize à l'intérieur de la zone décollée et 28 à l'intérieur de la zone du choc. Il est important de préciser que cette validation n'a été effectuée qu'à partir des données de la campagne CAT3D dans la mesure où les autres campagnes ne disposaient pas d'une instrumentation suffisamment fine dans la zone du choc pour pouvoir effectuer ce type de validation. Dans le but de quantifier l'erreur induite par la modélisation des efforts dans la zone du choc, deux méthodes ont été utilisées (c.f. figure 7.69) ; une dans laquelle l'effort global est calculé en prenant la valeur de l'effort modélisé dans la zone du choc (cas n°2) et une autre dans laquelle cet effort est estimé en prenant la valeur de l'effort expérimental (cas n°1).

La figure 7.70 montre les efforts globaux modélisés sur l'ensemble de la zone instationnaire de

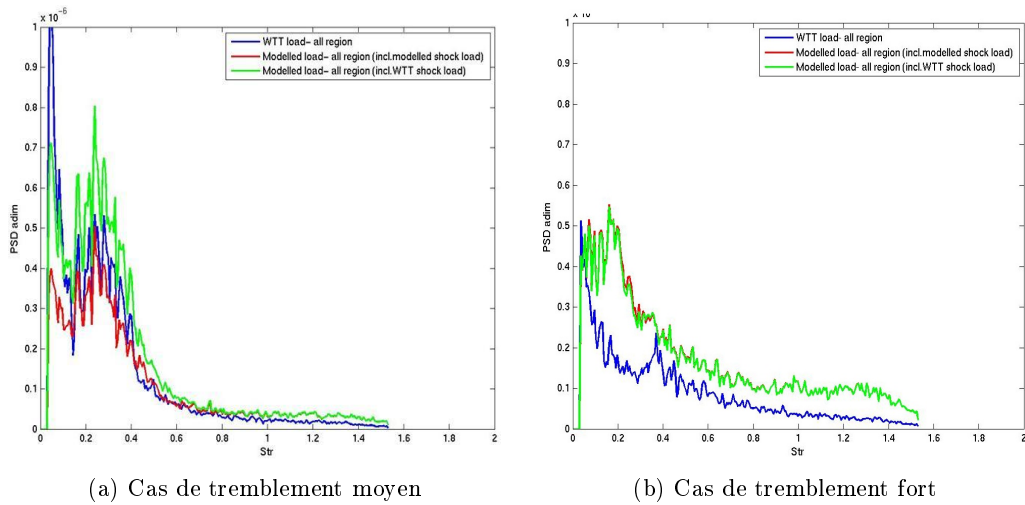


FIG. 7.70: Calcul des PSD d'effort global sur l'extrados voilure

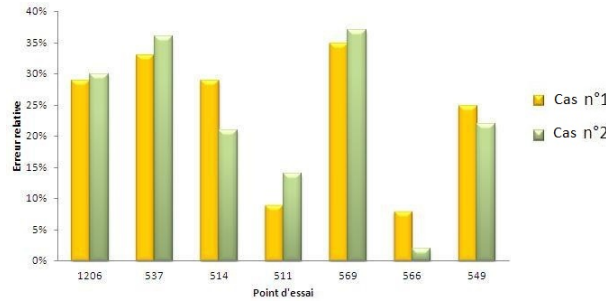


FIG. 7.71: Erreur relative des RMS d'effort pour les deux cas

l'extrados voilure pour les mêmes cas de tremblement étudiés jusqu'à présent dans ce chapitre. La courbe rouge présente les efforts modélisés via la cas n°1, la courbe verte l'effort modélisé via la cas n°2 et la courbe bleue l'effort issu des données expérimentales. L'axe des abscisses donne les valeurs en fréquences et l'axe des ordonnées donne les amplitudes d'efforts.

La modélisation des efforts aérodynamique sur toute la zone excitée de l'extrados voilure reste relativement correcte en dépit des nombreuses incertitudes existantes sur la physique du phénomène. En effet, on peut voir sur cette figure la présence d'une légère surestimation des efforts aérodynamiques instationnaires. En ce qui concerne les courbes des cas n°1 et n°2, elles sont globalement très proches l'une de l'autre, signifiant ainsi que l'erreur induite par la modélisation des efforts au niveau de la zone du choc est négligeable et qu'elle n'a donc finalement presque aucun impact sur la modélisation de l'effort complet. Ce constat permet ainsi d'identifier deux sources majeures d'erreur responsables des écarts entre les données expérimentales et les données modélisées :

- La modélisation des phases en corde à l'intérieur de la zone décollée : l'hypothèse de phase nulle le long de l'axe longitudinal à l'intérieur de la zone décollée n'est effectivement pas la meilleure manière de représenter la physique du phénomène.
- L'hypothèse d'indépendance entre la zone du choc et la zone décollée : l'hypothèse d'indépendance semble aussi jouer un rôle important dans le calcul final de l'effort aérodynamique instationnaire, notamment sur la forme du spectre d'effort.

La figure 7.71 montre les erreurs relatives calculées à partir des résultats fournis par les cas

n°1 et n°2. Cette comparaison a été effectuée sur sept points d'essais de la campagne CAT3D. La figure 7.71 permet également de quantifier l'erreur engendrée par la modélisation des efforts sur toute la zone excitée de l'extrados voilure. L'histogramme en jaune correspond aux erreurs relatives associées à la cas n°1 et l'histogramme en vert correspond aux erreurs relatives associées à la cas n°2. Sur l'axe des abscisses figurent les différents points d'essais analysés et sur l'axe des ordonnées se trouvent les valeurs en erreur relative.

L'erreur relative engendrée par la modélisation complète sur toute la zone excitée de l'extrados voilure est en moyenne de 24% pour les deux cas testés. La modélisation des efforts présents à l'intérieur de la zone du choc ne semble a priori pas impacter de manière conséquente les résultats finaux. Ce modèle nous permet donc de déterminer à partir de 41 capteurs de pression instationnaire un effort équivalent à la totalité du nombre de capteurs de pression de la campagne CAT3D, soit 103 capteurs, avec une erreur de 24% en RMS d'effort. Ce modèle est ainsi capable de donner des résultats relativement corrects à partir d'une instrumentation réduite de plus de la moitié, montrant aussi les avantages d'une telle modélisation.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Conclusion

Les travaux présentés dans ce mémoire ont cherché à améliorer la compréhension des différents phénomènes de tremblement rencontrés dans les avions civils et à développer un nouveau modèle de prévision des efforts aérodynamiques instationnaires. Ces travaux ont ainsi permis de développer et valider un modèle basé sur des fonctions de cohérence et inspiré du modèle de Corcos. La modélisation des cohérences a ainsi contribué, via la l'estimation des PSD de pression, des cohérences et des déphasages entre les différents couples de capteurs de pression instationnaire, à modéliser les efforts aérodynamiques instationnaires pour chacun des cas de tremblement étudiés et à améliorer de manière significative la représentativité physique de ce phénomène.

Ce mémoire a été décomposé en trois parties, une première partie présentant la physique du tremblement, une seconde présentant l'état de l'art sur la prévision du tremblement et une dernière axée sur la modélisation du tremblement. Les cas de tremblement étudiés ont ainsi été scindés en deux grandes catégories : une appartenant au cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite (i.e. tremblement de l'empennage horizontal, tremblement de l'intrados voilure et tremblement de l'APF) et une autre appartenant au cas de tremblement avec interaction onde de choc/couche limite (i.e. tremblement de l'extrados voilure).

Cas de tremblement sans interaction onde de choc/couche limite

Concernant la première catégorie de tremblement étudiée, les principales conclusions des travaux réalisés dans ce mémoire ont été les suivantes :

Cas du tremblement de l'empennage horizontal

L'étude du tremblement de l'empennage horizontal a été réalisée à partir de deux campagnes d'essais mises à disposition et complétée par les résultats issus des travaux de Havas. Les grandeurs analysées ont été les PSD de pression, les cohérences et les déphasages entre différents couples de capteurs. L'étude a ainsi montré que les PSD de pression évoluent de manière progressive en amplitude suivant la corde et l'envergure avec une décroissance plus rapide suivant la corde. L'étude de ces données soufflerie a également montré la présence de cohérences décroissantes en fonction de la fréquence et de la distance entre les différents couples de capteurs. Cette décroissance a été associée à la propagation d'instationnarités à l'intérieur de la zone de décollement. La dépendance linéaire des phases entre les différents couples de capteurs a également confirmé la présence de ces phénomènes de propagation à l'intérieur de la zone décollée.

En ce qui concerne la modélisation de ce tremblement, deux modèles ont été comparés au cours de ces travaux, d'une part le modèle de Soumillon (ou de corrélation) basé sur des fonctions de corrélation et d'autre part le modèle dit de cohérence basé sur des fonctions de cohérence. Les résultats obtenus à partir de ces deux modèles ont été très différents. Ainsi s'est trouvé d'un côté le modèle de

cohérence qui prévoit bien l'évolution des PSD de pression, des cohérences et les déphasages et de l'autre le modèle de corrélation présentant d'importantes difficultés à modéliser ces trois paramètres. Du point de vue de l'effort, le modèle de cohérence arrive à estimer de manière très précise l'effort aérodynamique global subi par la structure, ce qui est moins le cas avec le modèle de corrélation qui sous-estime ces efforts.

Cette étude a ainsi permis de montrer l'intérêt du développement d'un nouveau modèle par rapport à celui de Soumillon, non seulement en termes de représentativité de la physique de l'écoulement mais aussi en termes d'estimation des efforts aérodynamiques instationnaires propres à cet écoulement.

Cas du tremblement de l'intrados voilure

L'étude du tremblement intrados a été réalisée à partir des différentes campagnes d'essais en soufflerie et complétée par les résultats issus des travaux de Soumillon. L'analyse de ces données a montré une évolution assez contradictoire de certains paramètres par rapport à ce qui avait été observé sur l'HTP. En effet, malgré les similitudes des PSD de pression par rapport à ce qui avait été observé sur l'HTP, les cohérences et des déphasages ont montré un comportement aléatoire ne semblant dépendre ni de la fréquence des instationnarités ni de la distance séparant les capteurs. Le calcul des déphasages entre les capteurs a de même montré des problèmes au niveau des phases à cause de la présence de sauts de phase à très basse fréquence entre les capteurs, non justifié, pouvant aller de π à une valeur légèrement inférieure. Une explication a été donnée dans la section 2.2.3, mettant en cause notamment la manière dont les capteurs avaient été installés. Les capteurs avaient en effet été installés à l'intérieur d'une cavité, ce qui augmentait le risque de mesurer aussi d'autres phénomènes parasites en plus des fluctuations de pression liées à l'aérodynamique de l'écoulement. Une démonstration de cela avait d'ailleurs été réalisée lors de l'étude des données d'une campagne d'essai HTP dont l'instrumentation en cavité fournissait des résultats similaires à ceux observés sur les données intrados voilure, bien différents de ceux observés sur les campagnes décrites dans la section 2.1.3.

La modélisation du tremblement de l'intrados voilure a montré pour sa part que d'importantes différences existent entre les résultats fournis par le modèle de cohérence et ceux fournis par le modèle de corrélation. En effet, les résultats obtenus avec le modèle de cohérence montrent une évolution des cohérences et des déphasages modélisés très différente de celle observée sur les données souffleries qui semblent plutôt évoluer de manière aléatoire. Ceci est en partie prévisible dans la mesure où l'analyse des données expérimentales des campagnes d'essais intrados voilure a montré que la physique de cet écoulement était très différente de celle sensée être représentée par le modèle de cohérence. Du point de vue de l'effort global, le modèle de cohérence a aussi peiné à fournir des résultats proches de l'effort expérimental, ce qui n'est pas non plus surprenant au vu de ce qui a été dit précédemment. L'étude du modèle de corrélation donne quant à elle des résultats bien différents, plus particulièrement au niveau du calcul d'effort. En effet, le modèle de Soumillon est capable de correctement prévoir la partie réelle de la CSD de pression, permettant d'aboutir à une bien meilleure modélisation de cet effort aérodynamique. Il est cependant important de garder à l'esprit que le modèle de corrélation a été en partie développé à partir de ces données d'essais, il n'est donc pas surprenant que ce modèle ayant été adapté pour ces essais donne de meilleurs résultats au niveau des efforts aérodynamiques instationnaires.

Il est actuellement difficile de déterminer lequel des deux modèles est le plus adapté à l'étude du tremblement intrados voilure dans la mesure où d'un côté les résultats fournis par le modèle de corrélation semblent bien meilleurs que ceux obtenus avec le modèle de cohérence en termes d'effort et de l'autre que les données utilisées pour valider ces modèles présentent d'importants problèmes

de fiabilité.

Cas du tremblement de l'APF

L'étude du tremblement APF est survenue suite aux nombreux problèmes de fatigue structurale associés à la présence d'une couche de mélange venant impacter la structure située à l'arrière du mât moteur de l'avion. La différence principale entre ce type de tremblement et ceux présentés précédemment se trouve dans le fait que le tremblement APF n'est pas associé à la présence d'un quelconque décollement mais plutôt à la présence d'une couche de mélange, dont la physique ne semble a priori pas être si différente de celle observée sur l'HTP. Deux campagnes d'essais ont été réalisées dans le but de mieux comprendre l'effet sur la structure des instationnarités engendrées par cette couche de mélange. L'étude des données en vol a en effet montré la présence des cohérences décroissantes en fonction de la fréquence et de la distance entre les différents couples de capteurs de pression instationnaire. De même, les déphasages semblent conserver leurs linéarités en fonction de la fréquence. Les PSD de pression évoluent aussi en amplitude de manière décroissante en fonction de l'éloignement du point de formation de cette couche de mélange sur la structure. Néanmoins des différences apparaissent entre les phénomènes présents à l'intérieur de cette couche de mélange et les phénomènes présents à l'intérieur d'un décollement. On observe ainsi une évolution du contenu fréquentiel des instationnarités, évolution décroissante à l'intérieur de la couche de mélange en fonction de la position sur l'axe longitudinale. Il y a également une évolution décroissante des vitesses de propagation à l'intérieur de cette couche de mélange.

La modélisation des phénomènes à l'intérieur de la couche de mélange n'a été réalisée qu'avec le modèle de cohérence dans la mesure où une adaptation du modèle de corrélation à ce cas d'étude n'avait pas été effectuée précédemment. L'adaptation du modèle de cohérence à l'étude de l'APF n'a pas été très simple du fait qu'il a été nécessaire d'adapter le modèle de manière à prendre en compte l'évolution du contenu fréquentiel observé sur les PSD de pression et les cohérences. Afin de pallier ce problème, la définition d'un nouvel adimensionnement a été effectuée. Ce nouvel adimensionnement a ainsi permis d'appliquer le modèle de cohérence au cas du tremblement APF et donc de valider des efforts aérodynamiques instationnaires présents au niveau de la structure.

Cette étude a ainsi mis en évidence le caractère générique du modèle de cohérence pouvant s'appliquer non seulement à des cas de décollement mais aussi à des cas de couche de mélange.

Cas de tremblement avec interaction onde de choc/couche limite

Il s'agit sans aucun doute du cas de tremblement le plus complexe parmi ceux étudiés dans ce mémoire et cela principalement à cause de l'interaction onde de choc/couche limite présente dans l'écoulement.

Cas du tremblement extradors voilure

L'étude de tremblement extradors voilure a été réalisée dans ce mémoire à partir de quatre campagnes d'essais mises à disposition et complétées par les résultats de travaux retrouvés dans la littérature. Ce mémoire s'est principalement axé sur le cas de tremblement extradors tridimensionnel dans la mesure où les cas de tremblement extradors bidimensionnel avaient déjà été largement étudiés et que les phénomènes étaient sensiblement différents entre ces deux types de tremblement. La zone d'étude sur l'extrados a été découpée en deux parties, d'une part la région du choc qui est la région contenant l'onde de choc et qui a une extension d'environ 6% en corde et d'autre part la zone décollée qui est la région contenant la surface décollée sur la voilure. La région du choc est ainsi une région qui présente de fortes fluctuations de pression, bien supérieures à celles présentes à l'intérieur de la zone décollée avec un pic de fluctuation situé à l'endroit où se trouve

la position moyenne du choc. Ce pic de fluctuation est très difficile à capter dans la mesure où le choc oscille sur une toute petite section ; il est par conséquent nécessaire de disposer d'une grille d'instrumentation très fine pour pouvoir mesurer ces phénomènes. En ce qui concerne l'évolution des cohérences dans cette région, il a été observé à l'intérieur de cette section en aval du choc une décroissance spatiale et fréquentielle des cohérences similaire à celle observée précédemment sur un cas de décollement ou sur un cas de couche de mélange. Pour ce qui est des déphasages entre les différents couples de capteurs, leurs valeurs sont presque nulles, ce qui en soit n'est pas surprenant dans la mesure où la zone du choc est une zone très réduite. La zone décollée sur l'extrados voilure est une région de taille bien plus importante que celle du choc, sa taille peut en effet atteindre trois voire quatre fois celle de la région du choc. Les phénomènes présents à l'intérieur de la zone de décollement sont eux aussi très particuliers dans la mesure où cette région est soumise à l'influence des instationnarités générées par le choc. Cette influence est d'ailleurs observée lors de l'étude des spectres PSD de pression dans lesquels des pics de fréquence provenant de la zone du choc ont été aperçus. Les cohérences ont également mis en évidence la présence de ces instationnarités issues du choc et se propageant le long de la zone décollée. L'étude de ce paramètre montre de même la présence d'une décroissance fréquentielle et spatiale et donc une similitude forte avec ce qui avait été observé lors des études précédentes. L'évolution des déphasages entre les différents couples de capteurs est plus délicate à interpréter dans la mesure où l'analyse a montré que les déphasages à l'intérieur de la zone décollée variaient de manière arbitraire, difficile à caractériser voire même à modéliser avec les données disponibles. Les déphasages entre les différents couples de capteurs présentent ainsi non seulement des fluctuations de phases aléatoires liées à l'influence exercée par l'onde de choc mais également des inversions de pente probablement causées par la présence de deux phénomènes se propageant en sens inverse et présents dans l'écoulement. Cette dernière étude montre donc bien l'existence d'un couplage aéroacoustique entre les instationnarités issues du choc et les ondes acoustiques issues du sillage de l'aile. En ce qui concerne l'étude numérique réalisée sur ce tremblement, il a également été montré l'intérêt de disposer de ces méthodes pour comprendre les phénomènes présents sur l'extrados voilure. La revue bibliographique effectuée dans la section 3.2 a ainsi montré que parmi tous les modèles numériques analysés, seul le modèle $k-\omega$ SST stationnaire fournit une estimation correcte de la position moyenne de l'onde de choc. Cette information est vitale dans la mesure où elle peut être utilisée lors de la définition du positionnement des capteurs de pression instationnaire de nouvelles campagnes d'essais extrados voilure tout en fournissant aussi une information sur l'effet des conditions externes (nombre de Mach, angle d'incidence, etc) sur la position de ce choc. Toujours est-il qu'en termes de représentativité des instationnarités, le modèle numérique le plus performant à ce jour reste la ZDES, et cela malgré les progrès encore nécessaires à faire pour aboutir à de meilleurs résultats.

La modélisation du tremblement extrados voilure a nécessité des hypothèses simplificatrices afin de développer le modèle et de l'appliquer, en essayant de respecter au mieux la physique propre au phénomène. Le modèle de cohérence a ainsi été adapté de manière à considérer comme indépendantes la région du choc et la région décollée. Cette approche se justifie pour deux raisons dans la mesure où d'une part l'influence de la zone du choc sur la zone décollée est très localisée du point de vue spectral, les cohérences entre un point de la zone du choc et un point de la zone décollée n'ayant des valeurs élevées que sur une bande de fréquence très localisée, et d'autre part parce que les données de la zone décollée contiennent déjà des informations venant du choc, ce qui signifie que ces deux zones sont déjà implicitement liées. Considérer les cohérences nulles entre les deux régions n'a donc finalement qu'un faible impact sur la capacité du modèle à représenter la physique de ce phénomène. L'application du modèle de cohérence à ce type de tremblement a donc permis de valider le modèle sur chacune des régions et donc de le valider également pour l'étude complète sur l'extrados voilure. Les PSD de pressions modélisées dans la zone du choc ont ainsi induit une erreur de 10% sur l'effort global. La modélisation des cohérences et des phases entre les différents couples

de capteurs ont aussi permis d'obtenir une bonne représentativité des phénomènes physiques tout en engendrant une erreur minimale dans la zone du choc. Au niveau du décollement, les PSD ainsi que les cohérences sont restées correctement représentées. Seul point problématique, les déphasages qui ont été pris égaux à zéro du fait de la difficulté inhérente à la modélisation de cette grandeur dans la zone du décollement.

L'étude du tremblement extrados voilure a permis de modéliser les efforts aérodynamiques à partir du modèle des cohérences et a également permis d'avoir une meilleure compréhension de la physique de ce phénomène. Cette étude est donc capable à partir d'un nombre de capteurs de pression instationnaire donné d'estimer l'effort aérodynamique instationnaire équivalent au double du nombre de capteurs initialement présent avec une erreur relative de 25% environ en RMS d'effort.

Perspectives

L'étude réalisée sur les deux catégories de tremblement a permis d'avancer dans la compréhension du phénomène de tremblement ainsi que dans la modélisation via une nouvelle méthodologie basée sur les fonctions de cohérence. De manière générale, l'application du nouveau modèle a ainsi fourni de bons résultats sur les quatre types de tremblement étudiés ; cependant diverses améliorations de ce modèle restent encore à faire.

Pour l'étude du tremblement HTP, quelques questions subsistent sur l'universalité des coefficients de Corcos notamment sur l'utilisation d'un coefficient de Corcos unique pour les différentes campagnes d'essais HTP. Une première étude dans la section 2.1.3 avait en effet montré qu'il était possible entre les deux campagnes d'essais étudiées, d'utiliser des coefficients de Corcos de la campagne HTP n°1 sur les données de la campagne HTP n°2 pour la modélisation des cohérences. Cependant cette similitude n'avait été observée qu'à partir de deux campagnes d'essais à géométries différentes. Il serait donc intéressant de refaire l'étude avec une troisième campagne d'essais bien instrumentée afin de valider cette hypothèse et voir si on peut oui ou non généraliser ce modèle pour le cas du tremblement de l'empennage horizontal.

Pour le cas de l'intrados voilure, diverses questions restent pour le moment sans réponses dans la mesure où la fiabilité des données des campagnes d'essais intrados voilure a été mise en doute. Une étude plus approfondie de ce phénomène de tremblement à partir d'une nouvelle campagne d'essai mieux instrumentée serait nécessaire afin de pouvoir établir d'une part si la physique observée sur les deux campagnes étudiées dans ce mémoire reste la même ou si d'importantes différences apparaissent et d'autre part lequel des deux modèles est le plus adapté à cette étude.

En ce qui concerne l'APF, la compréhension des phénomènes présents à l'intérieur de la couche de mélange reste relativement complexe dans la mesure où l'instrumentation à l'intérieur de cette couche est insuffisante pour comprendre la manière dont les instationnarités évoluent le long de certaines directions dont notamment l'envergure. En effet, l'instrumentation exploitable à l'intérieur de la couche de mélange est limitée à six capteurs de pression instationnaire pour la campagne APF n°1 et à quatre capteurs de pression instationnaire pour la campagne APF n°2. Le même constat peut être fait pour la modélisation des efforts aérodynamiques. Une campagne de données possédant des capteurs de pression le long de l'axe transverse pourrait également apporter une meilleure compréhension de la manière dont les instationnarités se propagent suivant cette direction et donc d'aboutir à une meilleure modélisation de ce phénomène.

Finalement pour le cas de tremblement extrados voilure, une compréhension plus approfondie de la propagation des instationnarités suivant la direction transverse de l'écoulement aurait pu être

possible avec la présence d'une instrumentation beaucoup plus fine en envergure. Cependant aucune des campagnes d'essais mises à disposition ne disposait d'une grille de capteur suffisamment raffinée suivant cette direction pour effectuer cette étude. Un autre point à souligner pour le cas de l'extrados voilure est celui lié à l'effet de la géométrie de l'aile sur la propagation des instationnarités sur l'extrados voilure. En effet, les phénomènes observés et modélisés n'étant basés principalement que sur les données CAT3D, notamment pour ce qui est de l'étude de la zone du choc, il a été difficile de prévoir si cette modélisation était généralisable à toutes les autres géométries existantes comme celle d'une aile supercritique proche de celle d'un avion commercial. Reste donc encore à effectuer une étude de données instationnaires sur l'extrados d'une aile supercritique de manière à savoir si ce modèle peut être ou non transposable à des géométries autres que celle de la CAT3D.

Références bibliographiques

- D. ALFANO : *Simulation numérique du tremblement transsonique et optimisation de formes*. Thèse de doctorat, ENSAM, Paris, France, 2007.
- T. ANGELI : FLIRET Research Project- Buffet Onset- ETW- N47 half model. Rapport technique X00ME0531062, Airbus, 2006.
- C. ATKIN et L. SQUIRE : A Study of the Interaction of a Normal Shock Wave with a Turbulent Boundary Layer at Mach Numbers between 1.3 and 1.5. *European Journal Mechanics B/Fluids*, 11:92–118, 1992.
- J.E. BARDINA, P.G. HUANG et T.J. COAKLEY : Turbulence Modelling Validation, Testing and Development. Rapport technique NASA Technical Memorandum n°110446, NASA, 1997.
- R. BARTELS : Flow and Turbulence Modelling and Computation of Shock Buffet Onset for Conventional and Supercritical Airfoil. Rapport technique, NASA TP-1998-206908, 1998.
- B. BENOÎT : Etude du champ de pression instationnaire sur le profil RA16SC1 en régime de tremblement à S3MA. Rapport technique 17/3423 AY, ONERA, 1986.
- L.P. BERNAL et A. ROSHKO : Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 170:499–525, 1986.
- C.L. BORE : Estimation of buffet boundaries using wind tunnel trailing edge pressure measurements. *In Unpublished work at Hawker Aircraft Ltd.*, 1962.
- C.L. BORE : Post-Stall Aerodynamics of the Harrier GR1. *In Fluid Dynamics of Aircraft Stalling, AGARD-CP-102*, numéro 19, 1972.
- G. BOURGUIGNON, J.M. PROSPER et R. ALEWELT : Test memorandum-506_5-05-09. Rapport technique ME1022204, Airbus, 2011.
- T.F. BROOKS, D.S. POPE et M.A. MARCOLINI : Airfoil self-noise and prediction. Rapport technique NRP n°1218, National Aeronautics and Space Administration, 1989.
- G. BROWN et A. ROSHKO : On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(4):775–816, 1974.
- V. BRUNET et S. DECK : Zonal-Detached Eddy Simulation of Transonic Buffet on a Civil Aircraft Type Configuration. *Notes on numerical fluid mechanics and multidisciplinary design*, 97:182–191, 2008.
- H. BÉZARD, V. BRUNET et S. DECK : Ecoulements Instationnaires-PHYV-ANANAS 2. Rapport technique Rapport RTS3/13240 DADS, ONERA, 2009.
- H. BÉZARD, V. BRUNET et R. HOUEVILLE : Projet FLIPPER-WP1.2 ANANAS-II, tranche ferme. Rapport technique détaillé des travaux du thème "écoulement instationnaires". Rapport technique Rapport RT 4/14769 DADS, ONERA, 2010.

- T. CEBECI et A.M.O SMITH : *Analysis of turbulent boundary layers*. Academic Press, 1974.
- D.R. CHAPMAN, H.K. KUEHN et H.K. LARSON : Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. Rapport technique NACA-TR-1356, NACA, 1958.
- P.H. COOK, M.A. McDONALD et M.C.P. FIRMIN : Aerofoil RAE2822- Pressure Distributions and Boundary Layer and Wake Measurements. Rapport technique, AGARD AR 138, 1979.
- G.M. CORCOS : Resolution of Pressure in Turbulence. *The journal of the acoustical society of America*, 35(2), 1963.
- G.M. CORCOS : The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows. *The journal of fluid Mechanics*, 18, 1964.
- A.G.T. CROSS : Complex configurations. In *Boundary layer simulation and control in wind tunnels*, AGARD-AR-224, numéro 4, pages 50–67, 1988.
- J.D. CROUCH, A. GARBARUK et D. MAGIDOV : Predicting the onset of flow unsteadiness based on the global instability. *Journal of Computational Physics*, pages 924–940, 2007.
- J.D. CROUCH, A. GARBARUK, D. MAGIDOV et A. TRAVIN : Origin and structure of transonic buffet on airfoils. *5th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference*, 2008.
- J.D. CROUCH, A. GARBARUK, D. MAGIDOV et A. TRAVIN : Origin of transonic buffet on aerofoils. *Journal of Fluid Mechanics*, 628:357–369, 2009.
- A. CUNNINGHAM et C.F. COE : Predictions of F-111 TACT aircraft buffet response. In *Aircraft Dynamic Loads Due to Flow Separation*, AGARD-CP-483, numéro 11, 1990.
- F. DAGRAU : DASSAV final report on buffeting prediction by DDES computation. Rapport technique ACP7-GA-2009-211785, ALEF, 2012.
- C. DAVID : Buffet modelling using spectral analysis. Rapport technique ASO R2 DTE 02 V1-2, Altran sud-Ouest, 2010.
- S. DECK : Numerical simulation of transonic buffet over a supercritical airfoil. *AIAA Journal*, 43 (7):1556–1566, 2005.
- C. DESPRÉ : *Etude expérimentale et numérique du phénomène de tremblement et de son contrôle en écoulement transsonique bi- et tridimensionnel*. Thèse de doctorat, ENSAE, Toulouse, France, 2001.
- C. DESPRÉ : DTP Tremblement 4ème année : rapport technique de synthèse. Rapport technique NT D04017070, Airbus, 2004.
- R. DESTUYNDER : Contrôle actif du tremblement sur une configuration d’aile d’avion de transport moderne en soufflerie. *65th Symposium of the AGARD Flight Mechanics Panel on active Control System-Review, Evaluations and Projections*, 131, 1984.
- P.E. DIMOTAKIS : Two-Dimensional Shear-Layer Entrainment. *AIAA Journal*, 24:1791–1796, 1986.
- J. DOBES : Numerical solution of a transonic turbulent flow over an Airfoil. In *Proceedings of Topical Problems of Fluid Mechanics 2007*, pages 23–36, 2007.
- J. DÉLERY, J.G. MARVIN et E. RESHOTKO : Shock-wave boundary layer interactions. AGARD-AG-280, 1986.

- V. ECKSTROM, D. SEIDEL et M. SANDFORD : Measurements of unsteady Pressure and Structural Response for an Elastic Supercritical Wing. Rapport technique NASA technical Paper 3443, NASA, 1994.
- B. EISFELD : Turbulence Models in Flower. *Notes on numerical fluid mechanics and multidisciplinary design*, 89, 2005.
- H.W. FÖRSCHING : Unsteady aerodynamic forces on an oscillating wing at high incidences and flow separation. (7), 1990.
- E. GONCALVES, R. ROBINET et Houdeville. J.C. : Numerical Simulation of Transonic Buffet over on Airfoil. *Turbulence and Shear Flow Phenomena, TSFP-3*, 2003.
- J.E. GREEN : Interactions between shock waves and turbulent boundary layers. *Progress in aerospace sciences*, 11:235–261, 1970.
- W. HAASE : *EUROVAL- An European Initiative on Validation of CFD Codes*. Vieweg and Teubner Verlag, 1993.
- J. HAVAS : *Modélisation des efforts aérodynamiques instationnaires pour la prévision des phénomènes aéroélastiques liés au tremblement d'avions civils*. Thèse de doctorat, ISAE, Toulouse, France, 2010.
- J. HAVAS et G. JENARO : Prediction of horizontal tail plane buffeting loads. *In 13th IFASD international conference*, Seattle, USA, 2009.
- B.L. HINSON et K.P. BURDGES : Acquisition and application of transonic wing and far-field test data for three-dimensional computational method evaluation. Rapport technique AFOSR-TR-80, Lockheed-Georgia company, 1980.
- J.Y. HO et C.Y. CHOW : Improved computational method for determining light buffet of flapped wings. *Journal of aircraft*, 37(6):1115–1117, 2000.
- G. R. INGER : Transonic shock/turbulent boundary layer interaction and incipient separation on curved surfaces. *Journal of Aircraft*, 20(6):571–574, 1983.
- L. JACQUIN, P. MOLTON, S. DECK, B. MAURY et D. SOULEVANT : Experimental Study of Shock Oscillation over a Transonic Supercritical Profile. *AIAA Journal*, 47(9):1985–1994, 2009.
- P. JIMENEZ et T. RENARD : Rapport d'avancement à 6 mois du DTP Tremblement. Rapport technique 95/95 008 00 - lot n°3, Aérospatiale, 1997.
- H. JOHN : Critical review of methods to predict the buffet capability of aircraft. *AGARD R-623*, 1974.
- J.C. KOK : Resolving the dependence on free-stream values for the $k - \omega$ turbulence model. *AIAA Journal*, 38(7), 2000.
- J.C. LASHERAS et H. CHOI : Three-dimensional instability of a plane free shear layer : an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 189:53–86, 1988.
- B.H.K. LEE : Transonic buffet on a supercritical airfoil. *Aeronautical Journal*, pages 143–152, 1990.
- B.H.K. LEE : Effects of trailing-edge flap on buffet characteristics of a supercritical airfoil. *Journal of Aircraft*, 29(1), 1992.

- B.H.K. LEE : Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds. *Progress in Aerospace Sciences*, 37(2):147–196, 2001.
- B.H.K. LEE et F.C. TANG : Transonic buffet of a supercritical airfoil with trailing-edge flap. *Journal of Aircraft*, 26(5), 1989.
- D.G. MABEY : An Hypothesis for the Prediction of Flight Penetration of Wing Buffeting from Dynamic Tests on Wind Tunnel Models. *ARC Conference Proceedings*, 1171, 1971.
- D.G. MABEY : Beyond the buffet boundary. *Aeronautical Journal*, 77:201–215, 1973.
- D.G. MABEY : Some aspects of aircraft dynamic loads due to flow separation. *AGARD-R-750*, 1988.
- J.M. MASSONNAT : Essais AVERT et Buffet'n CO dans la soufflerie S2MA campagne mars 2010. Rapport technique PV 2/10966 DAAP/DSMA, ONERA, 2010.
- G.G. MATEER, A. BROSC et J.R. VIEGAS : A Normal Shock-wave Turbulent Boundary-Layer Interaction at Transonic Speeds. *AIAA journal*, 14:76–161:571–574, 1976.
- G.E.A. MEIER : Shock induced flow oscillations. *AGARD-CP-168*, paper 29, 1975.
- F.R. MENTER : Improved Two-Equation $k - \omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows. In *NASA TM 103975*, 1992.
- A. MINOTTI : A350 XWB APF sonic fatigue : Analysis of A380 Flight Tests from October 2010. Rapport technique TR. RP1121411, Airbus, 2011.
- A. MINOTTI : A350 XWB APF and Pylon sonic fatigue : Analysis of FTB phase 1 and 2. Rapport technique TR. V71RP1280254, Airbus, 2012.
- B. MONNERIE et F. CHARPIN : Essais de tremblement d'une aile en flèche en transsonique. In *Xème colloque d'aérodynamique appliquée de l'A3F*, Lille, France, 1973.
- A.R.G MUNDELL et D.G. MABEY : Pressure fluctuations caused by transonic shock/boundary layer interaction. 90(897):274–282, 1986.
- P. NAUDIN et V. BRUNET : Etude du tremblement autour d'une aile en flèche entre parois. Analyse de la troisième campagne d'essais au TSAGI et d'étude numérique. Rapport technique RT 238/05096 DAAP, ONERA, 2004.
- P. NAUDIN, A.M. RODDE et N. GUÉRIN : Analyse des essais DYVAS effectuées dans le cadre de la tâche X du DTP tremblement. Rapport technique RT 130/01019, ONERA, 2000a.
- P. NAUDIN, A.M. RODDE et B. MIALON : Exploitation de la seconde campagne d'essais effectuée dans la soufflerie T128 du TsAGI sur une aile entre parois. Rapport technique RT 128/01019, ONERA, 2000b.
- T.B. OWEN : Techniques of pressure fluctuation measurements employed in the RAE low-speed wind-tunnels. *AGARD-R-172*, 1958.
- H.H. PEARCEY : Some effects of shock induced separation of turbulent boundary layer in transonic flow past aerofoils. *ARC R and M*, 3108, 1955.
- H.H. PEARCEY : A Method for the Prediction of the Onset of Buffeting and Other Separation Effects from Wind Tunnel Tests on Rigid Models. *AGARD-R-223*, 1958.

- H.H. PEARCEY et D.W. HOLDER : Simple Methods for the Prediction of Wing Buffeting Resulting from Bubble-Type Separation. Rapport technique NPL AERO-REP-1024, National Physical Laboratory, 1962.
- H.H. PEARCEY, J. OSBORNE et A.B. HAINES : The interaction between local effects at the shock and rear separation - a source of significant scale effects in wind-tunnel tests on aerofoils and wings. In *Transonic Aerodynamics, AGARD CP-35*, numéro Article 11, 1968.
- J.M. PROSPER : Unsteady pressure measurements with Kulite relative pressure sensor. Rapport technique X00RP0917551, Airbus Operations S.A.S, 2003.
- J.M. PROSPER : Flush mounted microphone. Rapport technique M00ME0613131, Airbus Operations S.A.S, 2006.
- E. RAY et R. TAYLOR : Buffet and static aerodynamic characteristics of a systematic series of wings determined from a subsonic wind-tunnel study. Rapport technique NASA TN D-5805, 1970.
- O. REBERGA : *Etude expérimentale et numérique du phénomène de tremblement sur profil d'aile et de son contrôle en écoulement transsonique avec onde de choc*. Thèse de doctorat, ENSAE, Toulouse, France, 2000.
- G. REDEKER et H.J. PROKSCH : The prediction of buffet onset and light buffet by means of computational methods. In *Prediction of Aerodynamic Loading*, numéro AGARD CP-204, 1976.
- D. RIDDLE : Wind-tunnel investigation of surface-pressure fluctuations associated with aircraft buffet. *AIAA 13th Aerospace Sciences Meeting*, 75-67:57-63, 1975.
- J-Ch. ROBINET : Bifurcations in Shock Wave / Laminar Boundary Layer Interaction : Global Instability Approach. *Journal of Fluids Mechanics*, 579:85-112, 2007.
- F.W. ROOS et D.W. RIDDLE : Measurements of Surface-Pressure and Wake-Flow Fluctuations in the Flow Field of a Whitcomb Supercritical Airfoil. Rapport technique NASA TN D-8443, NASA, 1977.
- V. SCHMITT et F. MANIE : Ecoulements subsoniques et transsoniques sur une aile à flèche variable. *La recherche aérospatiale*, 4:219-237, 1979.
- J. SEDDON : The flow produced by interaction of a turbulent boundary-layer with a normal shock-wave of strength sufficient to cause separation. Rapport technique R. & M. No.3502, Aeronautical Research Council, 1960.
- R.J. SHAW, A.L. ADDY et J.C. DUTTON : Time-Series Analyses of Wall Pressure Fluctuations in Plume-Induced Separated Flowfields. *AIAA Journal*, 36(10), 1998.
- T.H. SHIH et J. LUMLEY : Critical Comparison of Second-Order Closures with Direct Numerical Simulations of Homogeneous Turbulence. *AIAA Journal*, 31(4), 1993.
- R.L. SIMPSON : Aspects of Turbulent Boundary-Layer Separation. *Progress in Aerospace Sciences*, 32(5):457-521, 1996.
- A.J. SMITS et J.P. DUSSAUGE : *Turbulent Shear Layers in Supersonic Flow*. Springer Verlag, Seconde édition, 2005.
- A. SODA : *Numerical Investigation of Unsteady Transonic Shock/Boundary-Layer Interaction for Aeronautical Applications*. Thèse de doctorat, RWTH Aachen, Aachen, Allemagne, 2009.

- S. SOUMILLON : *Phénoménologie et modélisation d'écoulements aérodynamiques instationnaires décollés pour la prévision des phénomènes aéroélastiques liés au tremblement des avions civils*. Thèse de doctorat, ENSAE, Toulouse, France, 2002.
- P.R. SPALART et S.R. ALLMARAS : A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *Recherche Aerospatiale*, (1):5–21, 1994.
- P.R. SPALART et M. SHUR : On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature. *Aerospace science and technology*, 5(297-302), 1997.
- E. STANEWSKI : Shock boundary layer interaction. *AGARD AR-224*, pages 271–302, 1988.
- E. STANEWSKI et D. BASLER : Experimental investigation of buffet onset and penetration on a supercritical airfoil at transonic speeds. *AGARD CP-483*, pages 4–11, 1990.
- P.C. STEIMLE, W. SCHRÖDER et M. KLAAS : Transonic shock buffet interference of an oscillating high aspect ratio swept wing. (2008-6908), 2008.
- A. SÉRAUDIE, S. PRUDHOMME et M. PLAZANET : Essais complémentaires à nombre de Reynolds variable en transition naturelle et déclenchée sur le profil OAT15A de 150mm de corde à la soufflerie T2. Rapport technique Technique OA 75/1685, ONERA, 1987.
- M. THIERY : *Modélisation numérique du tremblement sur profil d'aile supercritique*. Thèse de doctorat, ENSAE, Toulouse, France, 2005.
- M. THIERY et E. COUSTOLS : Numerical prediction of shock induced oscillations over a 2D airfoil : Influence of turbulence modelling and test section walls. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4):661–670, 2006.
- J. TIJDEMAN : Investigations of the transonic flows around oscillating airfoils. Rapport technique TR. 77090 U. 1977, NLR, 1977.
- J.J. VALLÉE et J.C. COURTY : DTP tremblement année 3 et 4, Rapport de synthèse final. Rapport technique DGT n°98044, Dassault aviation, 2004.
- C.S. VENTRES et M.S. HOWE : Self-sustained oscillations of a shock wave interacting with a boundary layer on a supercritical airfoil. *Journal of Sound and Vibrations*, 1984.
- T. VEZIN : Projet de fin d'étude : Correction des spectres de pression instationnaire. Rapport technique, Airbus and Ecole polytechnique, Toulouse, France, 2011.
- R. WHITCOMB et T. KELLY : A study of the flow over a 45° sweptback wing-fuselage combination at transonic Mach number. Rapport technique NACA RM L52D01, Langley Aeronautical Laboratory, 1952.
- A. WIEDERMANN, S. SCHABER et W. KUEHN : Test Memorandum-FLA 6.3-17 HTP Unsteady Pressure Measurements. Rapport technique M03ME0629159, Airbus, 2007.
- Q. XIAO et H.M. TSAI : Numerical Study of Transonic Buffet on a Supercritical Airfoil. *AIAA journal*, 44(3), 2006.
- Q. XIAO, H.M. TSAI et F. LIU : Computation of Transonic Diffuser Flows by a Lagged $k - \omega$ Turbulence Model. *Journal of propulsion and Power*, 19(3), 2003.
- L.A. YATES et G.T. CHAPMAN : Streamlines, vorticity lines, and vortices around three-dimensional bodies. *AIAA Journal*, 30:1819–1826, 1992.
- H. ZINGEL : Zur Bestimmung des Aeroelastischen Verhaltens von Auftriebssystemen Infolge von Strömungsablösung. Rapport technique 86-35, DFVLR, 1986.

ANNEXES

Annexe A

Outil de traitement du signal pour l'étude du phénomène de tremblement

Pour extraire les caractéristiques physiques de chaque signal mesuré par les capteurs de pression instationnaire, une étude statistique est nécessaire via l'utilisation de différents outils de traitement du signal. Cette annexe a ainsi pour objectif de présenter les différents outils mathématiques utilisés dans ce mémoire pour l'étude du phénomène de tremblement. Une première partie a ainsi été consacré à l'introduction de quelques définitions mathématiques préliminaires et une deuxième aux définitions des trois outils utilisés pour l'exploitation des données issues des campagnes d'essais en soufflerie, à savoir la densité spectrale de puissance, la densité spectrale croisée et la cohérence.

A.1 Définitions préliminaires

A.1.1 Décomposition de Reynolds

La décomposition de Reynolds est une technique mathématique qui consiste à considérer une grandeur comme la somme d'une valeur fluctuante et d'une valeur moyenne. Ainsi, pour le cas d'un signal temporel quelconque $X(t)$, la décomposition de Reynolds s'écrit :

$$X(t) = \overline{X}(t) + X'(t) \quad (\text{A.1})$$

, avec $\overline{X}(t)$ la valeur moyenne du signal et $X'(t)$ la valeur instationnaire.

La pression mesurée par les capteurs peut ainsi se décomposer de cette manière permettant de se focaliser sur la partie instationnaire $P'(t)$ qui est la partie importante pour l'étude du tremblement. La partie moyenne de ce signal n'est donc pas prise en compte.

A.1.2 Transformée de Fourier

La transformée de Fourier fait également partie des transformations de base utilisées dans ce mémoire pour traiter le signal de pression instationnaire. Elle se définit pour un signal temporel $X(t)$ infini de la manière suivante :

$$\hat{X}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} X(t)e^{-i2\pi ft} dt \quad (\text{A.2})$$

A.1.3 Espérance mathématique

L'espérance mathématique est une valeur numérique permettant d'évaluer le résultat moyen d'une variable aléatoire. Pour le cas d'un signal temporel aléatoire infini $X(t)$, l'espérance mathé-

matique s'écrit :

$$E(X) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} X(t) dt \right) \quad (\text{A.3})$$

A.1.4 Moyenne quadratique

La moyenne quadratique est une moyenne d'une liste de valeur définie comme la racine de la moyenne des carrés des valeurs. La moyenne quadratique s'écrit :

$$X_{RMS} = \lim_{T \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T X(t)^2 dt} \quad (\text{A.4})$$

Cette grandeur caractérise les niveaux de fluctuations d'un signal instationnaire. Le résultat est indépendant de la fréquence.

A.2 Outils mathématiques utilisés pour l'étude du phénomène de tremblement

A.2.1 La densité spectrale de puissance (notée PSD)

La PSD est définie par :

$$PSD_{XX}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E(\hat{X}_T(f) \hat{X}_T^*(f)) \quad (\text{A.5})$$

où E est l'espérance mathématique, \hat{X}_T la transformée de Fourier d'un fragment de signal de longueur T et \hat{X}_T^* son conjugué. La PSD est une transformation irréversible qui donne la répartition en fréquence de l'énergie dans le signal. Cette grandeur, positive et réel, est utilisée pour l'étude de phénomènes de nature instationnaire.

Cet outil est également intéressant dans la mesure où il permet d'avoir accès à la valeur RMS de la grandeur X(t) via l'expression :

$$X_{RMS} = \sqrt{\int_0^\infty PSD_{XX}(f) df} \quad (\text{A.6})$$

A.2.2 La densité spectrale croisée (notée CSD)

La CSD est définie par :

$$CSD_{XY}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E(\hat{X}_T(f) \hat{Y}_T^*(f)) \quad (\text{A.7})$$

où E est l'espérance mathématique, \hat{X}_T et \hat{Y}_T^* sont respectivement la transformée de Fourier et le conjugué de la transformée de Fourier de deux fragments de signaux de longueur T. La CSD est un nombre complexe dont le module représente la répartition en fréquence de l'énergie commune aux deux signaux et la phase les déphasages entre ces deux signaux.

Du point de vue matriciel, une matrice de CSD de dimension $n \times n$ obtenue à partir de n signaux différents a pour caractéristique d'être hermitienne et définie positive, ce qui signifie que pour tout vecteur V (de dimension n), la valeur de $V^* T.C.V$ est positive et réelle. La dimension de cette grandeur est la même que celle de la PSD.

A.2.3 La fonction de Cohérence (notée γ_{XY})

La fonction de cohérence fournit le lien entre deux signaux dans le domaine fréquentiel. Elle est définie par :

$$\gamma_{XY}(f) = \frac{|CSD_{XY}(f)|}{\sqrt{PSD_{XX}(f)PSD_{YY}(f)}} \quad (\text{A.8})$$

Les cohérences entre deux signaux sont comprises entre un et zéro. Lorsque la cohérence est proche de un, les signaux sont fortement dépendants, lorsqu'elle est proche de zéro, les signaux sont quasi-indépendants. La matrice de cohérence est également hermitienne.

Annexe B

Installation des capteurs de pression instationnaire

Mesurer la pression instationnaire en soufflerie est une opération délicate nécessitant le respect d'étapes spécifiques afin d'obtenir des valeurs exactes et précises. Ces étapes doivent être définies en fonction des retours d'information des essais en soufflerie et relèvent d'une bonne compréhension de la manière dont les différents paramètres peuvent affecter les mesures de pression instationnaire. Cette annexe a pour principal objectif de fournir les meilleures pratiques pour les mesures de pression instationnaire de futures campagnes d'essais. La méthodologie exposée est basée sur deux types de capteurs de pression : capteurs de pression piézoélectriques et capteurs de pression Kulite. Cette annexe comprend également une description des différents paramètres et de leur incidence sur les mesures de pression instationnaire.

B.1 Différents types de capteurs de pression instationnaire

Différents capteurs sont actuellement utilisés pour les mesures de pression instationnaire. Les principaux sont brièvement décrits dans cette section.

B.1.1 Capteurs KULITE

Le capteur Kulite (c.f. figure B.1 (a)) est un dispositif pouvant mesurer la pression instationnaire avec exactitude et précision. C'est l'un des dispositifs les plus utilisés pour l'analyse des phénomènes instationnaires constatés lors des campagnes d'essais en soufflerie et d'essais en vol. Les capteurs de pression modernes Kulite sont des dispositifs isolés diélectriquement et basés sur la technologie SOI (silicium sur isolant). Ce dernier point établit une distinction fondamentale entre un capteur Kulite et les autres dispositifs en silicium existants sur le marché.

Deux types de capteurs Kulite peuvent être utilisés ; le capteur de pression différentielle Kulite et le capteur de pression absolue Kulite. Le capteur de pression différentielle Kulite mesure la différence entre deux pressions, un connecté de part et d'autre du capteur. Le capteur Kulite comprend alors un tube de contre-pression. Le capteur de pression absolue de Kulite mesure la pression par rapport au vide parfait. Il n'y a aucun tube de contre-pression dans un capteur de pression absolue Kulite.

Les avantages des capteurs Kulite sont :

- Des dimensions réduites et un faible poids : les dimensions des capteurs varient de 0,030 x 0,030 à 0,1 x 0,1 in.

- Une faible sensibilité aux effets de vibration et d'accélération : la masse très faible de ces éléments de détection ultra-miniatures se traduit par des fréquences naturelles très élevées. Leur faible masse les rend également insensibles mécaniquement aux chocs et vibrations tant que ceux-ci n'ont pas atteint de très hauts niveaux.
- Une haute précision : la marge d'erreur statique type d'un capteur de pression Kulite est inférieure à 0,1% pleine échelle.

B.1.2 Capteurs PCB

Les capteurs PCB ou capteurs de pression piézoélectriques (c.f. figure B.1 (b)) sont des dispositifs utilisés pour diverses mesures de pression dynamique (ex. : compression, différences de pression et autres pressions dynamiques allant de $<0,0001$ psi à $>100\,000$ psi). Ces capteurs sont bien adaptés pour un fonctionnement en boucle dans des environnements "particuliers", par exemple sous l'eau. Les capteurs PCB conviennent pour toutes les applications de pression dynamique.

Les avantages des capteurs PCB sont :

- La capacité à mesurer de faibles fluctuations de pression en présence d'une haute pression statique : il s'agit là d'une caractéristique particulière des capteurs de pression piézoélectriques.
- L'absence de tube de contre-pression : contrairement au capteur Kulite, les capteurs PCB ne disposent pas de tube de contre-pression.
- Une haute précision : Le capteur PCB affiche une excellente précision dans les mesures de pression

B.1.3 Microphone

Un microphone est un transducteur acoustico-électrique ou un capteur (c.f. figure B.1 (c)) qui convertit le son en signal électrique. La plupart des microphones utilisent aujourd'hui l'induction électromagnétique (microphone dynamique), le changement de capacitance (microphone à condensateur), la génération piézoélectrique ou la modulation de la lumière pour produire un signal de tension électrique.

Un microphone à pression est conçu pour mesurer les variations de pression au niveau de sa membrane. On utilise un microphone à pression lorsqu'il s'agit de l'intégrer dans une paroi par exemple pour effectuer des mesures de pression pariétale.

B.1.4 Capteurs de microsystèmes électromécaniques (MEMS)

Les microsystèmes électromécaniques ou MEMS (c.f. figure B.1 (d)) reposent sur une technologie caractérisée par des éléments électromécaniques et/ou mécaniques miniaturisés réalisés à l'aide des techniques de micro-fabrication. Les dimensions physiques critiques des MEMS peuvent varier de bien moins d'un micron à plusieurs millimètres. En outre, les modèles des dispositifs MEMS peuvent aller de dispositifs ayant des structures relativement simples sans éléments mobiles à des systèmes électromécaniques extrêmement complexes avec des éléments mobiles multiples sous le contrôle d'un dispositif microélectronique intégré.

Les avantages des capteurs MEM sont :

- Les MEM sont généralement de taille réduite : l'épaisseur varie de 0,5 à 2 millimètres.
- Facilité d'installation des branchements : contrairement aux capteurs Kulite, l'installation des MEM est beaucoup plus simple ; ces dispositifs nécessitent moins de câbles.

- Haute précision : Les MEM peuvent s'avérer très précis lorsqu'il s'agit de mesurer la pression, néanmoins cette technologie a encore besoin d'être mise au point (les capteurs de pression MEM peuvent être sensibles à d'autres paramètres que la pression).

En raison du manque d'espace nécessaire à l'installation de microphones à pression classiques sur des maquettes, des capteurs de pression relative tels que les capteurs Kulite ou les capteurs PCB sont principalement utilisés pour réaliser des mesures de pression acoustique ou instationnaire aérodynamique. Le microphone est rarement utilisé du fait de sa taille. Concernant les MEM, cette technologie n'est pas toujours considérée comme suffisamment mûre pour être utilisée à grande échelle. Nous allons par conséquent nous concentrer sur les principales technologies utilisées au sein d'Airbus pour les différents essais réalisés : les capteurs de pression PCB et les capteurs de pression Kulite.

B.2 Principaux paramètres influençant les mesures de pression instationnaire

Comme cela a déjà été expliqué dans l'introduction, mesurer la pression instationnaire en soufflerie est une opération délicate nécessitant le respect d'étapes spécifiques. Plusieurs paramètres peuvent influencer considérablement les mesures de pression instationnaire. Cette section expose donc les différents principaux paramètres influençant les mesures de pression instationnaire.

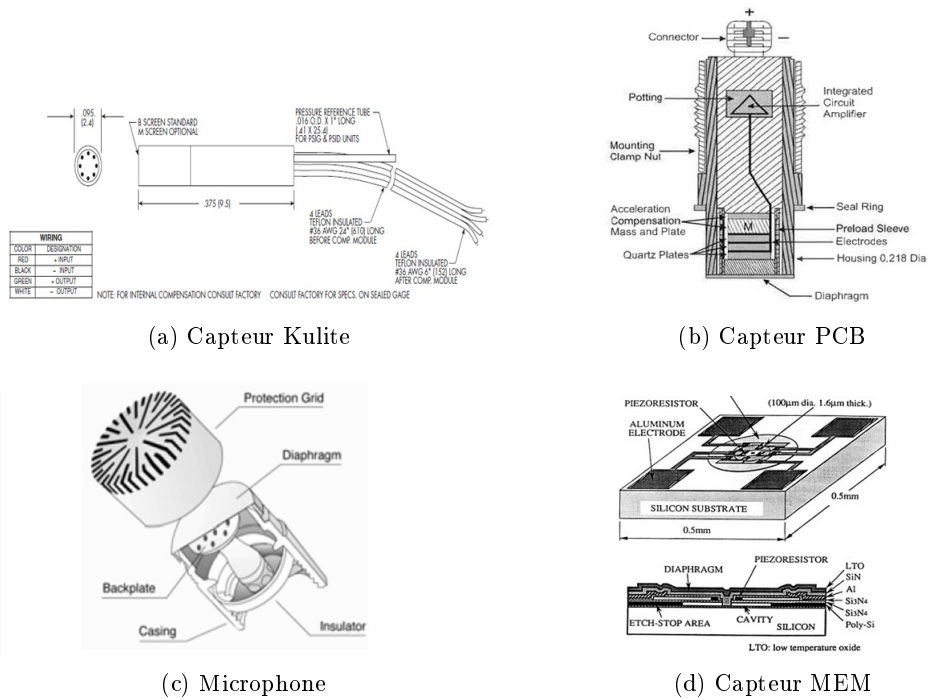


FIG. B.1: Différents types de capteurs

B.2.1 Méthode d'installation des capteurs

Il existe principalement deux manières d'installer un capteur dans une structure :

- Les capteurs sont montés dans une cavité (c.f. figure B.2 (a)) : les capteurs sont situés à l'intérieur d'une cavité, parallèlement à la surface de la structure.

- Les capteurs sont encastrés dans la surface (c.f. figure B.2 (b)) : la membrane du capteur est alignée avec la surface de la structure.

Le problème que présente la première méthode d'installation réside dans le fait que les dimensions des cavités (longueur L , et d sur la figure B.2 (a)) peuvent influencer considérablement l'amplitude de pression et également les mesures de retard de phase. En effet, la cavité fait office de résonateur de Helmholtz ou de résonateur quart d'onde pouvant affecter directement les mesures. L'autre inconvénient que présente cette méthode d'installation provient du fait que la membrane n'est pas située directement à la surface. Il y a donc un risque de perte de sensibilité du capteur dans les mesures. De plus, selon les dimensions du trou (embouchure de la cavité), la sensibilité du capteur peut être réduite et les mesures de phase complètement faussées.

Concernant la deuxième méthode d'installation, une analyse détaillée réalisée par Prosper (Prosper, 2006) a démontré que cette configuration permet d'obtenir de bons résultats. En effet, lorsque les capteurs sont encastrés, la membrane est directement exposée à la variation de pression contrairement aux capteurs montés dans les cavités. Il n'y a donc pas d'influence de la cavité, ni de perte de sensibilité des capteurs. Par conséquent, les résultats sont plus précis non seulement en termes d'amplitude mais également en termes de phase.

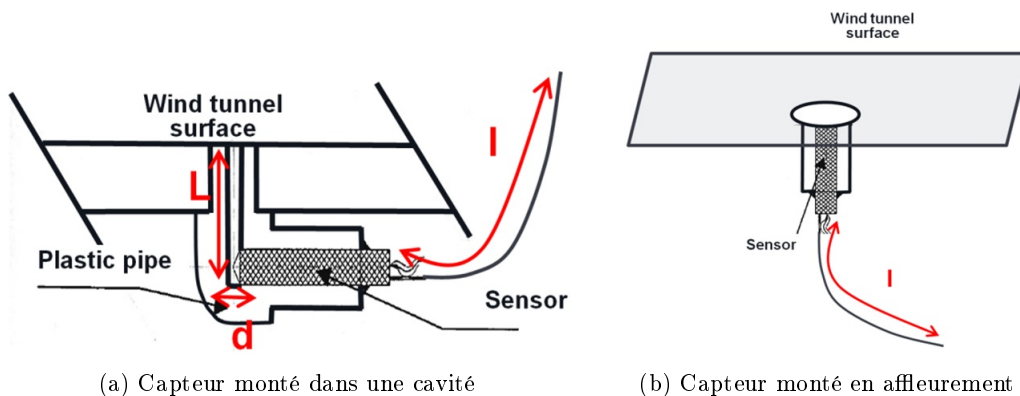


FIG. B.2: Deux méthodes d'installation du capteur

B.2.2 Tube de contre-pression

Comme indiqué dans la section B.1.1, le tube de contre-pression est principalement présent dans les capteurs différentiels Kulite. Ce tube est situé à l'opposé de la membrane et sa longueur dépend de l'emplacement où se trouve l'extrémité du tube (dans quelques campagnes d'essais, l'autre extrémité du tube est située dans la paroi de la veine de la soufflerie).

Le tube de contre-pression est un paramètre important pour les mesures de pression instationnaire. Cela est démontré par Prosper (Prosper, 2003) qui analyse l'influence de la longueur de ce tube de contre-pression sur les mesures de pression instationnaire.

Les résultats ont montré que les mesures sont principalement influencées par deux paramètres :

- Le tube de contre-pression qui fait office de filtre et où la longueur détermine la fréquence de coupure de ce filtre.
- La position de l'extrémité du tube de contre-pression par rapport à la position de la membrane du capteur. L'analyse a démontré que les résultats obtenus s'avéraient quelque peu meilleurs

lorsque le tube de contre-pression était relié au port statique à proximité de la membrane du capteur. Il fallait cependant éviter que le port statique soit trop proche de la membrane du capteur.

De manière à obtenir une meilleure précision lors de la réalisation de ces mesures, il est nécessaire de veiller à ces deux paramètres qui peuvent influencer non seulement les mesures d'amplitude de pression mais également les retards de phase entre plusieurs capteurs.

B.2.3 Type de capteur utilisé

Même s'il semble évident que l'utilisation de différents types de capteurs utilisés sur une même maquette peut avoir une influence sur les mesures des données, il faut toutefois le mentionner. En effet, une étude réalisée sur d'anciennes campagnes d'essais (ex. : DTP tremblement (2002)) avait montré que des capteurs n'étaient pas toujours du même type (i.e. des capteurs de pression instationnaire absolue étaient mélangés à des capteurs de pression instationnaire relative).

Le type de capteur peut également avoir une incidence directe sur les résultats obtenus si celui-ci n'a pas été choisi à bon escient. Ainsi, lorsque les types de capteurs ne sont pas identiques mais équivalents (i.e. même sensibilité et même type de mesure), il risque alors de n'y avoir aucun problème avec les données enregistrées. Lorsque les types de capteurs ne sont ni identiques ni équivalents, il est alors possible d'observer quelques phénomènes non physiques. Par conséquent, il est très important d'accorder une attention particulière au type de capteur utilisé avant de réaliser des essais afin d'éviter toute surprise lors de la phase de post-traitement.

B.2.4 Sensibilité des capteurs

La sensibilité des capteurs est également un paramètre qui n'a pas toujours été pris en compte lors d'anciennes campagnes d'essais en soufflerie. Il importe donc de mentionner l'importance de ce paramètre notamment lorsqu'il s'agit d'analyser un phénomène spécifique.

Lorsque la sensibilité du capteur n'est pas adaptée aux phénomènes mesurés, l'impact sera observé dans les mesures d'amplitude de pression et de retard de phase. L'estimation des amplitudes sera alors faussée et les retards de phase ne sont pas mesurés avec précision.

Il est donc assez important de toujours adapter la sensibilité du capteur de pression aux phénomènes mesurés, notamment si l'objectif final est de calculer les charges aérodynamiques instationnaires. En négligeant ce paramètre, on risque d'obtenir une estimation très faussée des charges instationnaires et, par la suite, une prévision erronée de la réponse dynamique de la structure.

B.2.5 Données d'acquisition

L'acquisition des données joue un rôle majeur lorsque les mesures sont recueillies par les capteurs de pression instationnaire. Si une acquisition des données appropriée n'est pas correctement effectuée lors des essais en soufflerie/vol, les résultats ne seront pas fiables.

Pour obtenir des données précises, il faut obligatoirement contrôler les paramètres suivants :

- Enregistrement synchrone : Les données de chaque capteur de pression instationnaire doivent être enregistrées de façon synchrone afin de permettre ainsi une mesure correcte des retards de phase entre les capteurs.

- Filtrage des données : Pour éviter les erreurs de repliement, avant échantillonnage, le filtrage est obligatoire pour couper les fréquences au-dessus de la fréquence de Nyquist. Ce filtre doit être utilisé lors des mesures. Si ce filtre n'est pas appliqué, les données risquent d'être mal interprétées pendant la phase de post-traitement.
- Fréquence d'échantillonnage et durée d'acquisition : La durée d'acquisition et la fréquence d'échantillonnage jouent également un rôle important. Elles doivent toutes deux être adaptées aux phénomènes mesurés.
 - La fréquence d'échantillonnage si l'on veut obtenir des données correctes ; la fréquence Nyquist devrait être au moins deux fois supérieure aux fréquences principales des phénomènes mesurés.
 - La durée d'acquisition est essentiellement importante pour les phases de post-traitement (David, 2010). Des signaux de bonne qualité mesurés avec une bonne précision contribueront à obtenir une bonne base de données et, par la suite, une bonne compréhension des données pendant la phase de post-traitement.

B.3 Bonnes pratiques pour l'installation des capteurs de pression et acquisition des données

B.3.1 Installation du capteur de pression

Cette section vise à donner les bonnes pratiques des mesures de pression instationnaire. Cette recommandation a été élaborée à partir des retours d'informations de précédentes campagnes d'essais en soufflerie.

Comme cela a déjà été mentionné dans les sections précédentes, l'installation d'un capteur de pression exige de suivre plusieurs étapes. Les principales étapes importantes seront explicitées pour les capteurs de pression Kulite et les capteurs de pression PCB dans la section suivante.

D'une manière générale, les capteurs de pression PCB sont plus sensibles que les capteurs Kulite. La précision et l'exactitude des mesures d'amplitude et de phase réalisées avec les capteurs PCB sont excellentes. Le point négatif des capteurs PCB réside essentiellement dans les dimensions de ces capteurs. En effet, les capteurs PCB utilisés sont plus grands que les capteurs Kulite ; par conséquent, les capteurs PCB peuvent parfois se montrer moins pratiques à utiliser, notamment en cas d'utilisation de profils minces. Le point négatif des capteurs Kulite réside dans leur sensibilité au bruit des couches limites lorsqu'ils sont encastrés.

B.3.1.1 Capteur de pression PCB

- Les capteurs doivent affleurer à la surface (c.f. figure B.3). Les capteurs ne devraient pas être introduits dans une cavité. Comme cela a déjà été expliqué dans la section précédente, la cavité peut avoir une mauvaise incidence et détériorer la qualité des données (problèmes avec les mesures d'amplitude de pression et les mesures de phase).

Les capteurs PCB devraient être installés normalement à la surface de la structure. La tête du capteur devrait être collée à l'intérieur d'un manchon de protection (en nylon ou dans un matériau équivalent). Le manchon est généralement fabriqué dans un bloc en plexiglas ou dans un matériau similaire à des fins d'isolation électrique.

Lors des mesures réalisées en soufflerie, il faudra faire attention à ne pas combiner les méthodes d'installation de capteurs ; il faudra ainsi soit utiliser la méthode d'installation des capteurs en cavité soit celle du capteur affleurant à la paroi, mais pas les deux en même temps. Ce point

répond à l'observation qui a pu être faite lors de la campagne d'essais en soufflerie du projet FLIRET (FLIght REynolds number Testing) où deux types différents de méthodes d'installation ont été utilisées.

- Vérifier que la sensibilité des capteurs de pression est adaptée aux phénomènes mesurés. S'assurer que la sensibilité des capteurs de pression instationnaire est adaptée en connaissant l'amplitude des fluctuations de pression et en sélectionnant la sensibilité du capteur en conséquence. Une faible sensibilité aura une incidence importante sur les mesures de phase entre les capteurs (risque de mesure du bruit de fond électrique).
- Tous les capteurs PCB devraient être identiques ou équivalents (i.e. même niveau de sensibilité). Ce point répond principalement au problème observé lors de la campagne d'essais DTP (Démonstration Technique Probatoire) tremblement, où deux différents types de capteurs (capteurs avec compensation de température, capteurs sans compensation de température) ont été utilisés et cela pourrait expliquer éventuellement les raisons pour lesquelles les résultats n'ont pas donné de valeurs physiques.

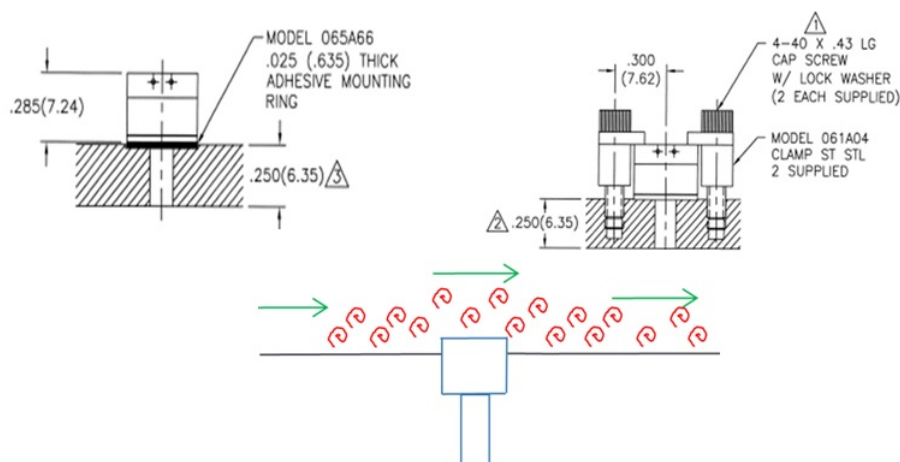


FIG. B.3: Montage du capteur de pression PCB

B.3.1.2 Capteur de pression Kulite

- Le capteur doit affleurer à la surface (c.f. figure B.4). Le capteur ne devrait pas être placé dans une cavité. Comme cela a déjà été expliqué dans la section précédente, la cavité peut avoir une mauvaise incidence et détériorer la qualité des données (problèmes avec les mesures d'amplitude de pression et les mesures de phase).

Les capteurs Kulite devraient être installés normalement à la surface de la structure. La tête du capteur devrait être collée à l'intérieur d'un manchon de protection. Le manchon est généralement fabriqué dans un bloc en plexiglas ou dans un matériau similaire à des fins d'isolation électrique. Par conséquent, il est plus facile de coller le manchon avec de la colle époxy (les produits à base de PTFE ne conviennent pas). Le manchon utilisé devrait être un tube présentant un diamètre interne de 2,5 / 2,6 mm. L'espace entre le manchon et le transducteur devrait être compensé avec de la colle en silicone tout autour du transducteur. Le diamètre extérieur peut être de 4 mm à 6 mm et la longueur minimale de 3 mm ; la longueur du manchon est généralement égale à l'épaisseur. Le transducteur doit être tangent à une face du manchon.

Lors des mesures réalisées en soufflerie, il ne faut pas combiner les capteurs encastrés dans des cavités avec les capteurs en affleurement. Ce point répond à ce qui a pu être observé lors de

la campagne d'essais en soufflerie du projet FLIRET (FLight REynolds number Testing) où des capteurs de différents types ont été installés suivant différentes méthodes d'installation. NB : Aucun manchon ne s'avère nécessaire s'il s'agit de capteurs pelliculaires Kulite ; il faut juste les coller dans leur cavité.

- Lors de l'utilisation de capteurs différentiels Kulite, le tube de contre-pression doit être relié au port de pression statique à proximité de la membrane du capteur. Cette étape a pour objectif de vérifier que la pression statique est équilibrée des deux côtés de la membrane. La distance entre l'extrémité du tube et la membrane de Kulite pourrait être d'environ 5 cm à 10 cm.
- Les tubes de contre-pression partant de tous les capteurs ne devraient pas être reliés à une contre-pression commune. Si tous les capteurs Kulite sont reliés à une contre-pression commune, la pression, la phase et éventuellement la réponse en amplitude du capteur pourrait être modifiées (rigidité de la membrane du capteur modifiée par l'application d'une pression statique). Si la pression statique dépasse 3 fois la gamme de pression du capteur, la membrane des capteurs risquera de se déchirer.
- Le tube utilisé pour la contre-pression doit avoir un petit diamètre (diamètre de 0,4 mm-0,6 mm) et le matériau du tube doit être souple (en vinyle ou silicone). Ce tube doit être aussi petit que possible et fabriqué dans un matériau souple de manière à amortir la pression instationnaire et à faire office de filtre passe-bas.
- La longueur du tube devrait être d'environ 1,3 m de manière à pouvoir avoir un filtre passe-bas de 8 Hz (selon la rigidité et le diamètre du tube). La longueur du tube de contre-pression détermine la fréquence de coupure du filtre passe-bas.
- Vérifier que la sensibilité des capteurs de pression est adaptée aux phénomènes mesurés. S'assurer que la sensibilité des capteurs de pression instationnaire est adaptée en connaissant l'ampleur des variations d'amplitude de pression et en sélectionnant la sensibilité du capteur en conséquence. Une faible sensibilité aura une incidence importante sur les mesures de phase entre les capteurs.
- Les capteurs Kulite utilisés devraient tous être identiques ou équivalents.

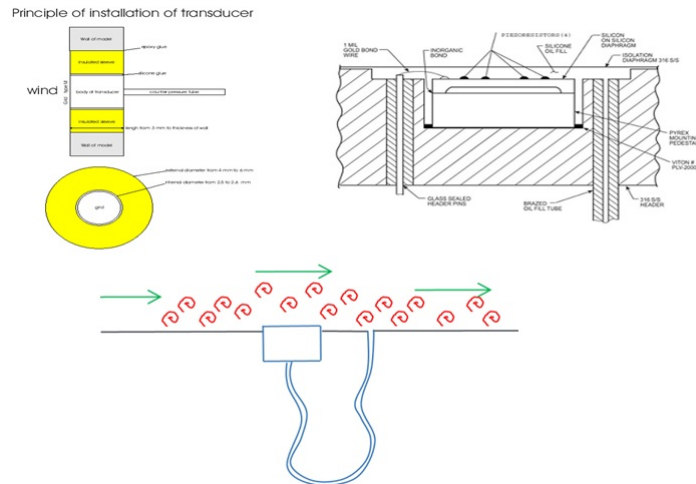


FIG. B.4: Montage du capteur de pression Kulite

B.3.2 Données d'acquisition

Comme évoqué précédemment, l'acquisition des données joue un rôle majeur lors de la réalisation des mesures de pression instationnaire. Il faut vérifier les étapes suivantes concernant l'acquisition de données avant de réaliser les mesures :

- L'enregistrement des pressions instationnaires doit s'effectuer de manière synchronisée. Si les données ne sont pas enregistrées de manière synchronisée, les mesures de phase ne seront pas correctes.
- S'assurer qu'un filtre anti-repliement a été appliqué sur les données enregistrées.
- La fréquence Nyquist devrait être supérieure au contenu en fréquences principales du phénomène mesuré. De manière à obtenir le contenu intégral en fréquences d'un phénomène spécifique, il importe d'avoir, lors de l'échantillonnage, une valeur de fréquence Nyquist au moins supérieure à la plage de fréquence du phénomène mesuré. En d'autres termes, si le phénomène mesuré contient des fréquences allant de 0Hz à 500Hz, la fréquence d'acquisition devrait être au moins égale à 1 KHz, et la valeur de fréquence Nyquist donc supérieure à 500 Hz ($F_{Nyquist} = \frac{F_{acq}}{2}$).
- La durée des données devrait être au moins égale à 20 secondes et idéalement autour de 60 secondes afin de pouvoir maximiser le nombre de moyenne possible du signal lors de la phase de post-traitement. Comme expliqué en (David, 2010), il est nécessaire de procéder à un traitement statistique des données mesurées pour obtenir les caractéristiques principales des signaux. Pour ce faire, il est alors nécessaire d'avoir un long signal (ex. : le temps d'acquisition de la campagne de tremblement DTP était de 50,5 secondes).

B.3.3 Exigences supplémentaires (en option)

- S'assurer que les fréquences sonores des ventilateurs de souffleries sont bien connues (pour éventuellement filtrer le signal et éliminer le bruit soufflerie si nécessaire). Pour obtenir de telles informations, il est possible de placer un capteur de pression instationnaire dans la paroi de la veine de la soufflerie pendant la réalisation des mesures.
- S'assurer que les modes propres de la structure où se situent les capteurs sont bien connus (pour filtrer le signal et éliminer les perturbations liées aux modes structure). Lors de l'analyse du phénomène de tremblement, par exemple, il pourrait être très utile d'avoir le mode propre de la structure pour la phase de post-traitement.

B.3.4 Résumé

Cette annexe donne une méthodologie détaillée des différentes étapes à suivre afin de réaliser avec succès des mesures de pression instationnaire lors de campagnes d'essais en soufflerie/essais en vol. Comme nous avons pu le constater, il n'est pas facile de mesurer la pression instationnaire. Plusieurs paramètres peuvent influencer les données mesurées : de la position des capteurs de pression à la manière dont les données sont enregistrées. Les mesures des données de pression instationnaire doivent obéir à des règles strictes afin de permettre une mesure précise des différences de pression. L'utilisation d'une mauvaise installation ou d'une mauvaise instrumentation pourrait modifier radicalement les résultats. Par conséquent, il est très important de suivre les étapes nécessaires de manière à obtenir des données exactes et précises.

Annexe C

Analyse des efforts modélisés à l'intérieur de la zone décollée pour les campagnes AVERT et FLIRET

Cette annexe vise à montrer les résultats obtenus avec modèle de cohérence sur les données AVERT et FLIRET et à fournir les résultats de l'étude de sensibilité réalisée à l'intérieur de la zone décollée pour différent cas de tremblement extradoss voilure. Cette analyse ne s'est déroulée que dans la zone de décollement du fait que l'instrumentation présente à l'intérieur de la zone du choc n'était pas suffisamment dense pour pouvoir effectuer sur cette région une étude fiable. Trois cas d'études ont été définis pour chacune de ces campagnes à l'image de ce qui avait été fait pour la campagne CAT3D dans la section 7.4. La figure C.1 présente les différents capteurs utilisés lors de cette analyse.

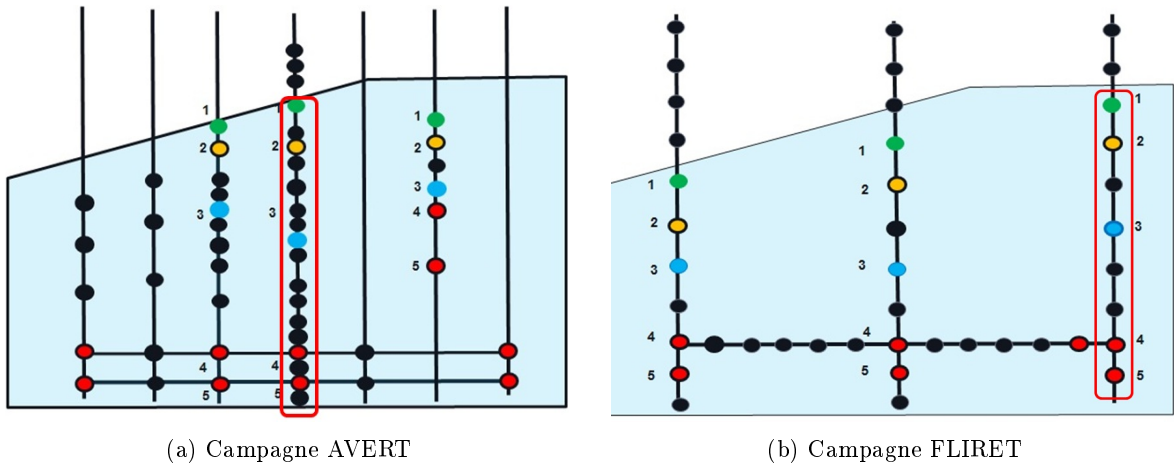


FIG. C.1: Capteurs de référence utilisés pour l'étude de sensibilité dans la zone de décollement

Les points rouges représentent les capteurs de référence communs au trois cas d'études. Aucune étude de sensibilité n'a donc été réalisée sur ces capteurs car ils sont indispensables à l'application du modèle. Comme cela avait été mentionné dans la section 7.4, ces capteurs permettent notamment de déterminer les vitesses de propagation ainsi que les coefficients de Corcos suivant l'envergure. Sans ces capteurs il serait difficile voire impossible de prendre en compte ces instationnarités. Les points de couleurs verts, bleu et orange représentent les capteurs de référence qui vont servir à faire cette étude de sensibilité. Les points noirs quant à eux représentent les capteurs qui ne seront pas pris en compte dans le modèle. Les capteurs de pression utilisés comme référence pour l'application

du modèle ont ainsi été définis de la manière suivante :

- Cas d'étude n°1 : Capteurs n° 2 et capteurs de couleur rouge.
- Cas d'étude n°2 : Capteurs n° 1, capteurs n°2, capteurs n°3 et capteurs de couleur rouge.
- Cas d'étude n°3 : Capteurs n° 3 et capteurs de couleur rouge.

Dans l'analyse qui va suivre, seuls les PSD de pression, cohérences, CSD de pression et PSD d'efforts seront présentés. Les déphasages ne sont pas présentés dans la mesure où ils sont identiques pour les trois cas d'études, une étude de sensibilité pour ce paramètre est donc inutile. La section étudiée dans cette annexe pour la campagne AVERT est celle qui se situe à $y/b=75\%$ et pour la campagne FLIRET celle située à $y/b=79\%$ (cf. encadré rouge de la figure C.1). Pour l'étude des cohérences et des CSD de pression, les capteurs de référence sont situés à $x/c=53\%$ pour la campagne AVERT et à $x/c=85\%$ pour la campagne FLIRET. Pour chaque figure le code de couleur utilisé sera le suivant : en bleu les résultats obtenus à partir des données expérimentales, en rouge les résultats obtenus à partir du cas d'étude n°1, en noir ceux obtenus à partir du cas d'étude n°2 et en vert ceux obtenus à partir du cas d'étude n°3.

La figure C.2 présente les PSD des différents capteurs d'une même section en envergure tracées en fonction de la fréquence. Sur cette figure, les trois cas d'études sont comparés avec les données souffleries.

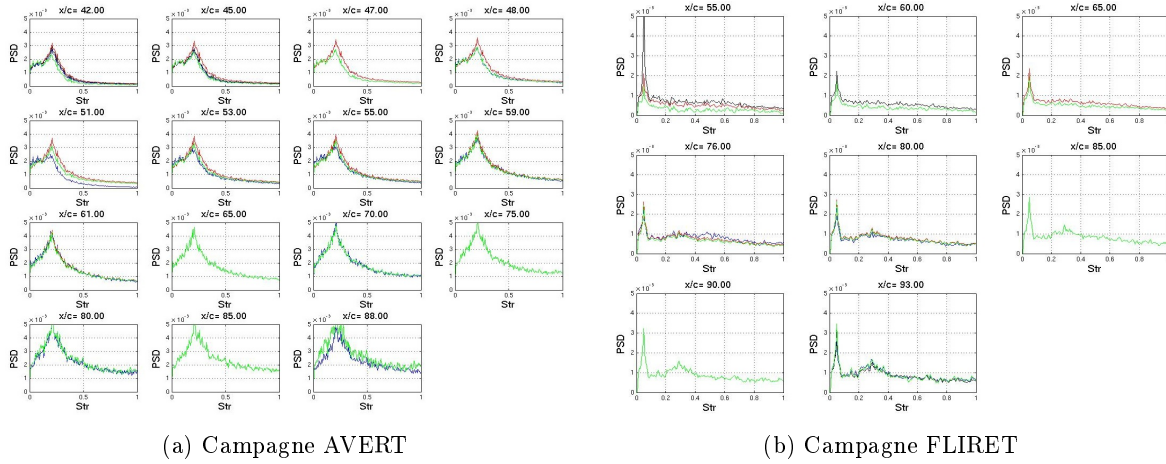


FIG. C.2: Comparaison des PSD de pression des trois cas d'étude suivant la corde

La modélisation des PSD à l'intérieur de la zone décollée donne globalement de bons résultats. En effet, les valeurs des PSD en amplitude et en fréquence sont pour les trois cas d'études proches des données expérimentales. En ce qui concerne la comparaison des PSD modélisées entre elles, les courbes présentées sur cette figure semblent globalement toutes se superposer indiquant ainsi que l'erreur induite par le positionnement des capteurs dans le calcul des PSD de pression est négligeable. Ce résultat a aussi été vérifié sur les autres sections.

La figure C.3 présente les cohérences entre différents couples de capteurs pour deux sections en envergure des campagnes AVERT et FLIRET tracées en fonction de la fréquence.

Les cohérences modélisées sur cette figure ont des valeurs très proches des cohérences expérimentales sur toute cette section. La décroissance suivant l'espace et la fréquence semble être bien respectée sur tous les cas d'études. En ce qui concerne les différences observées entre les courbes modélisées, aucun écart important n'a été observé sur cette figure. Le positionnement des capteurs

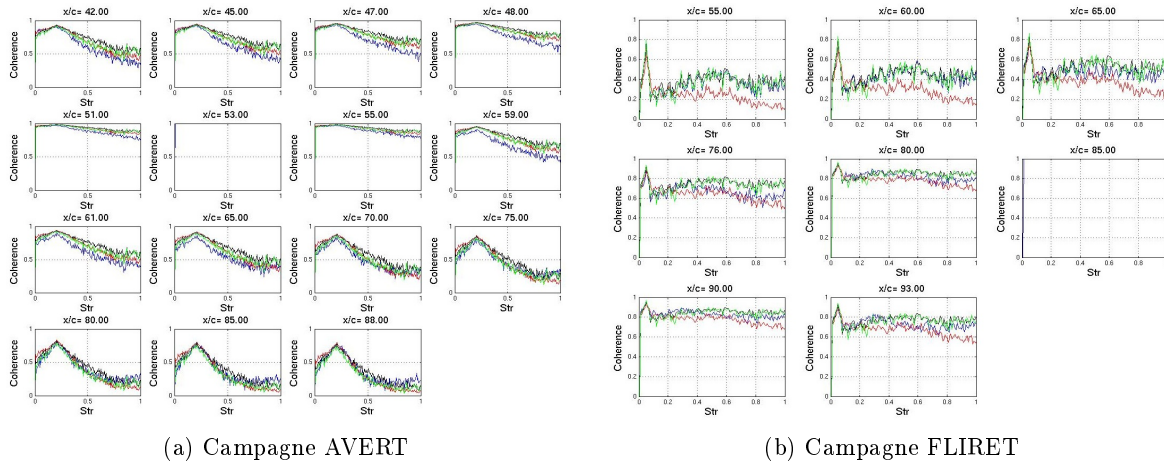


FIG. C.3: Comparaison des cohérence des trois cas d'étude suivant la corde

ne semble donc a priori pas influencer la modélisation des cohérences à l'intérieur de la zone décollée. Ce résultat a été vérifié sur les autres sections, avec les mêmes conclusions.

La figure C.4 présente la partie réelle des CSD de pression calculée en fonction de la fréquence pour les deux campagnes d'essais en soufflerie.

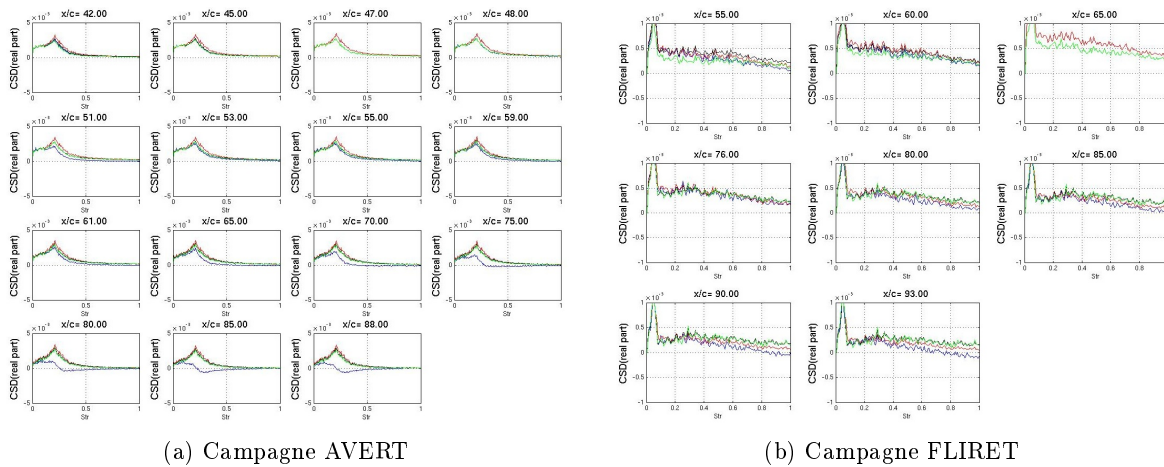


FIG. C.4: Comparaison des parties réelles des CSD de pression des trois cas d'étude suivant la corde

Les parties réelles des CSD de pression modélisées ont globalement sur cette figure des valeurs proches de celles issues des données expérimentales. Les trois cas d'études suivent en effet la même tendance, ce qui n'est a priori pas surprenant dans la mesure où les PSD et les cohérences donnaient des résultats très proches. Le positionnement des capteurs ne semble donc a priori pas influencer la modélisation des parties réelles des CSD de pression à l'intérieur de la zone décollée.

La figure C.5 présente la partie imaginaire des CSD de pression calculée en fonction de la fréquence pour les deux campagnes d'essais en soufflerie.

Cette figure montre bien les limites du modèle de cohérence adapté au cas du tremblement extrados voilure. En effet, l'hypothèse d'un déphasage nul entre les capteurs a pour conséquence l'annulation de la partie imaginaire des CSD de pression modélisées. Des écarts importants entre

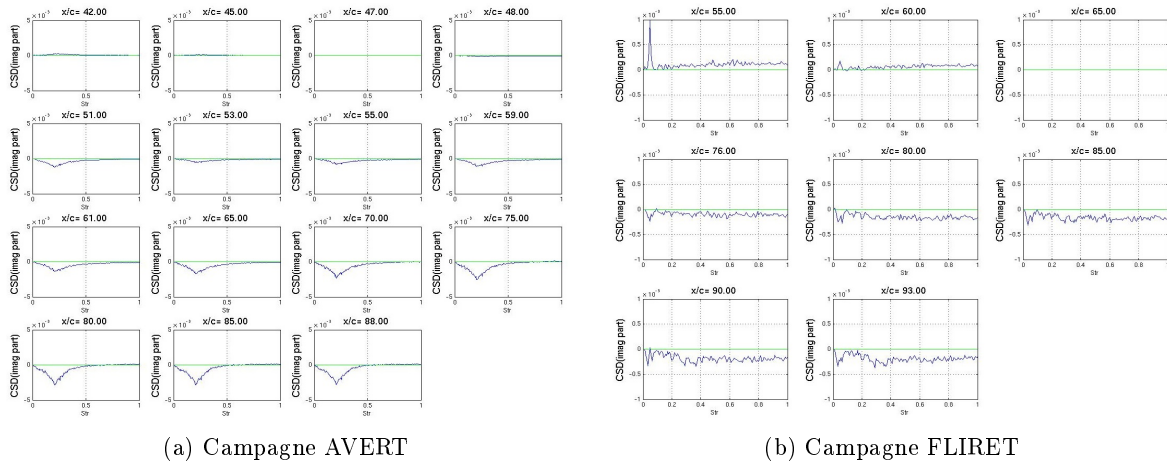


FIG. C.5: Comparaison des parties imaginaires des CSD de pression des trois cas d'étude suivant la corde

le modèle de cohérence et les données expérimentales pour cette grandeur apparaissent donc. Toutefois, le modèle réussit quand même à prendre en compte l'importance de l'écart en amplitude existant entre la partie imaginaire et la partie réelle des CSD de pression expérimentales en supposant la partie imaginaire de ces CSD nulle. Les écarts entre la partie réelle et la partie imaginaire de ces CSD de pression sont en effet très importants si l'on compare les graphes des figures C.5 et C.4.

La figure C.6 présente les PSD d'efforts aérodynamiques instationnaire tracées en fonction de la fréquence. Ces PSD d'effort ont été calculées à l'intérieur de la zone décollée pour chacune des campagnes d'essais.

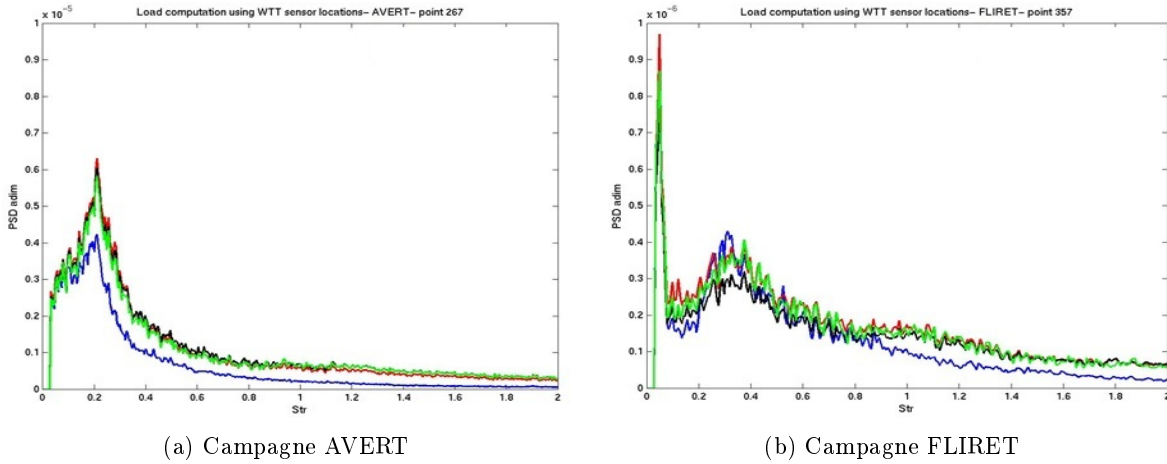


FIG. C.6: Comparaison des PSD d'effort des trois cas d'étude suivant la corde

Les PSD d'efforts modélisées ont des valeurs proches des PSD d'efforts expérimentales dans la zone décollée pour les deux points d'essais analysés. Peu d'écarts ont été observés entre les courbes modélisées. Cette figure permet donc de conclure que le positionnement des capteurs n'influence a priori pas la qualité des résultats obtenus avec la modélisation des efforts à l'intérieur de la zone décollée.

Une étude de l'erreur relative calculée à partir de ces efforts a aussi été réalisée pour quantifier l'erreur générée par le positionnement des capteurs de référence à l'intérieur de la zone décollée.

La figure C.7 montre les erreurs relatives obtenues à l'intérieur de la zone décollée sur cinq points d'essais testés de la campagne AVERT et six points d'essais testés de la campagne FLIRET. L'histogramme en vert correspond à l'erreur relative associée au cas d'étude n°1, l'histogramme en jaune correspond à l'erreur relative associée au cas d'étude n°2 et l'histogramme en rouge correspond à l'erreur relative associée au cas d'étude n°3. Sur l'axe des abscisses se trouvent les différents points d'essais analysés et sur l'axe des ordonnées se trouvent les erreurs relatives en pourcentage.

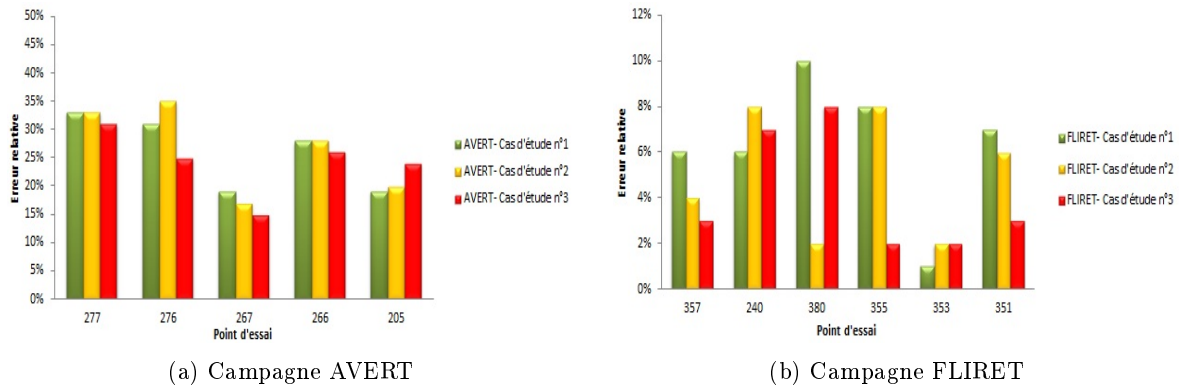


FIG. C.7: Comparaison des erreurs relatives en RMS d'effort des trois cas d'étude

Les résultats obtenus à partir de ces différents cas d'études ne diffèrent que de très peu pour tous les points d'essais testés. La valeur moyenne des RMS d'efforts modélisées pour chacun des trois cas d'études oscille autour de 25% pour la campagne AVERT et 5% pour la campagne FLIRET. Ce résultat confirme donc bien la faible influence du positionnement des capteurs de référence dans la modélisation des efforts à l'intérieur de la zone décollée ainsi que la plus ou moins bonne représentativité physique du modèle de cohérence sur l'extrados voilure.

Annexe D

Article publié dans le *Journal of Applied mechanics and materials* et présenté à la conférence ICMAE 2012, Paris (France)

Modelling aerodynamics unsteady loads on the horizontal tail plane of a civil aircraft

Raul Calderon^{1, a}, Bertrand Aupoix^{2, b}, Benoit Calmels^{3, c}, Christophe David^{4, d}

¹ PhD student Airbus/Onera, 316 Route de Bayonne, Toulouse, France.

² Research Director ONERA The French Aerospace Lab, F-31055, Toulouse, France

³ Aerodynamics engineer at Airbus, 316 Route de Bayonne, Toulouse, France.

⁴ Engineer at Altran Sud-Ouest, Toulouse, France.

^araul.calderon@airbus.com, ^bbertrand.aupoix@onera.fr, ^cbenoit.calmels@airbus.com,
^dchristophe.david@altran.fr

Keywords: Buffeting, Unsteady aerodynamics loads, modelling loads, Coherence model, Correlation model, horizontal tail plane, flow detachment

Abstract.

During flight, emergency descent situations are part of those extreme conditions that can lead the empennage of an aircraft to vibrate. These vibrations are mainly due to the separated flow on the upper surface of the structure which increases the pressure fluctuations on the empennage, sometimes leading to buffeting. This situation can cause structural fatigue and can induce certification and design constraints on the structure. Hence, an accurate prediction of the unsteady loads is needed to take these forces into account in the early phase of the empennage design. This paper presents a new approach to accurately model the unsteady aerodynamic loads resulting from the interaction between the horizontal tail plane and the wing wake. The method is based upon the coherence method and is compared to the method developed by Soumillon [2], based upon the correlation method. The results obtained by this new model show good agreements with the experimental data.

1- Introduction

The buffeting phenomenon is the vibration of the aircraft or part of the aircraft due to unsteady aerodynamic loads induced by the presence of flow detachment. This phenomenon limits the aircraft flight envelope and also the design of some parts of the aircraft. It is therefore necessary to understand the main physics behind this phenomenon in order to accurately predict the aerodynamic loads. The buffeting phenomenon, considered as a random process, is currently modelled by a semi-empirical method based upon the analysis of unsteady experimental data which is complemented by a sound physical understanding of the phenomenon. The current buffeting method used, the correlation method [2], predicts the fluctuations and correlations between the unsteady pressure sensors in order to deduce the integrated efforts on a detached surface. This method is quite efficient for analysis on pylon detachment cases; nevertheless, it has been shown that this method was not adapted for a study on a Horizontal Tail Plane (HTP) case with a detached surface. The aim of the present work is to introduce a new modelling method allowing an accurate prediction of the unsteady aerodynamic loads on a HTP during buffeting.

2- Aerodynamics phenomenon description

The HTP buffeting is characterized by a structural vibration mainly due to the flow separation on the upper surface of the empennage. It generally appears when the aircraft goes at relatively low Mach number and high angles of incidence or for configuration with deployed spoilers. Those conditions are typical of emergency descent situations for example. The flow separation on the HTP usually starts from the tip of the empennage and heads to the internal part of the structure. Several wind tunnel campaigns were carried out in order to have a better understanding of the flow separation on the horizontal tail plane of an aircraft [1]. The results presented in the following sections will be based upon the results obtained on two different wind tunnel campaigns: The aircraft T-tail campaign and the classical HTP aircraft campaign.

3- Modelling the buffeting phenomenon

A- Buffeting equation and hypothesis

The buffeting prediction is based upon a semi-empirical method, combining wind tunnel tests and numerical simulations. To enable the creation of a model, the following simplifying assumptions have to be made:

- The aerodynamic forces induced by the movement of the structure are not affected by the presence of detachment.
- The initial aerodynamic excitation (flow detachment, shock wave etc...) is not affected by the movements of the structure.

Those assumptions can be summarized in the following equation of aeroelasticity:

$$M\ddot{z} + C'\dot{z} + K'z = F_{exc}(t)$$

where M represents the mass matrix and C' and K' the structural variables in the wind. F_{exc} represents the loads induced by aerodynamics.

The main aim of the modelling presented in the following section is to integrate the unsteady pressure information over the detached surface in order to predict the unsteady aerodynamics loads on the structure.

B- Description of the coherence method

During the WTT HTP buffeting campaigns the information obtained with the unsteady pressure sensors was not enough due to the reduced number of sensors present in the detached region on the HTP. Thus a model was needed in order to “fill” the initial experimental grid sensor in order to accurately predict the unsteady aerodynamics loads on this structure.

The reconstitution of these aerodynamics loads was performed in two stages:

- The pressure spectral amplitudes were first interpolated from the experimental data: To do this, the WTT sensors were used to fill the gaps from the initial grid via an interpolation/extrapolation method where a cubic interpolation and a linear interpolation were done in chord and in span respectively.
- The pressure spectral amplitudes were correlated via a coherence function: Even if the signals are supposed to be random, the measured pressures are not independent from each other; they follow a well defined propagation and attenuation scheme that cannot be neglected.

a) Theory

The post processing of unsteady aerodynamics data needs some knowledge of signal processing. The unsteady pressures are indeed perceived as random variables where some specific characteristics are necessary to be extracted. In order to analyze the data, some mathematical tools were used [4]. Hence, in the following section, a definition of the main tools used for this analysis will be given.

- The Power Spectral density (PSD) is defined as:

$$PSD(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E(\hat{X}_T(f) \cdot \hat{X}_T^*(f))$$

where E is the expected value and \hat{X}_T the Fourier transform of a T-length signal fragment (\hat{X}_T^* represents the complex conjugate of \hat{X}_T). The PSD gives the frequency distribution of the energy in the signal. The PSD is a real positive number.

- The Cross spectral density (CSD) is defined as:

$$CSD(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E(\hat{X}_T(f) \cdot \hat{Y}_T^*(f))$$

where E is the expected value, \hat{X}_T and \hat{Y}_T the Fourier transforms of two different T-length signals fragments. The CSD is a complex number which provides information about the frequency distribution of common energy of two signals.

- The coherence function (γ_{xy}) gives the link between two signals in the frequency domain. It is defined as:

$$\gamma_{xy} = \frac{|CSD_{xy}|}{\sqrt{PSD_x PSD_y}}$$

The coherence modulus between two signals varies between zero and one. When the coherence modulus value is equal to one, the signals match perfectly, when the value is equal to zero the signals are not correlated.

b) Modelling description

a- Modelling coherences

The objective of this model, which will be called the coherence model, is to predict in a similar manner to the Corcos model [3] the coherences between the unsteady pressure sensors. Thus, the expression of the coherence is defined, by analogy to the Corcos model [3] as:

$$\gamma(f, \Delta x, \Delta y) = e^{-2\pi \cdot f \cdot \frac{|\Delta x|}{\alpha_1(f)}} \cdot e^{-2\pi \cdot f \cdot \frac{|\Delta y|}{\alpha_2(f)}}$$

with f the frequency, Δx the longitudinal distance between the sensors, Δy the transverse distance between the sensors, α_1 the longitudinal Corcos coefficient and α_2 the transverse Corcos coefficient.

b- Modelling phases

The analysis of the phase lag between the sensors shows that the phase lag depends upon three parameters: the propagation speed V_p , the structure frequency and the direction of convection. Hence, the phase is expressed as:

$$\varphi = \frac{2\pi \cdot f \cdot D}{V_p}$$

where f is the frequency, D is the distance between the sensors in the convection direction and V_p the vortex propagation speed in that direction.

c- Computation of loads

The unsteady loads are obtained from the pressure cross spectral density as:

$$PSD_{Loads}(f) = \sum_{x=1}^N \sum_{y=1}^N [CSD_{xy} \cdot \vec{S}_x \vec{S}_y]$$

where the pressure cross spectral density matrix is modelled as :

$$CSD_{xy} = \gamma_{xy} \sqrt{PSD_x PSD_y} \cdot e^{i\varphi(f)}$$

and S a vector representing the surface associated to the corresponding unsteady pressure sensors. In the CSD expression, φ represents the phase lag between the unsteady pressure sensors.

4- Results and Validation

A- Validating the pressure PSD interpolation methods on the HTP

The methodology used for the PSD validation method in the coherence method is similar to the correlation method developed by Soumillon [2]. The main difference between the coherence and the correlation method is that instead of using a simple linear interpolation to estimate the pressure PSD amplitudes in chord and in span as in the correlation method, a cubic interpolation is made in chord and a linear interpolation in span. Indeed, a study on the interpolation method showed that the cubic interpolation in chord was able to give more accurate PSD values than the linear interpolation. This is absolutely normal as the PSD amplitudes decrease in a non-linear way in chord. The results obtained by this modified method are shown in figure 1. The red, blue and black curves respectively represent the pressure PSD using only the WTT data, the pressure PSD modelled by the coherence method and the pressure PSD modelled by the correlation method. Both models give in general quite good results, when the sensors are interpolated in chord and in span.

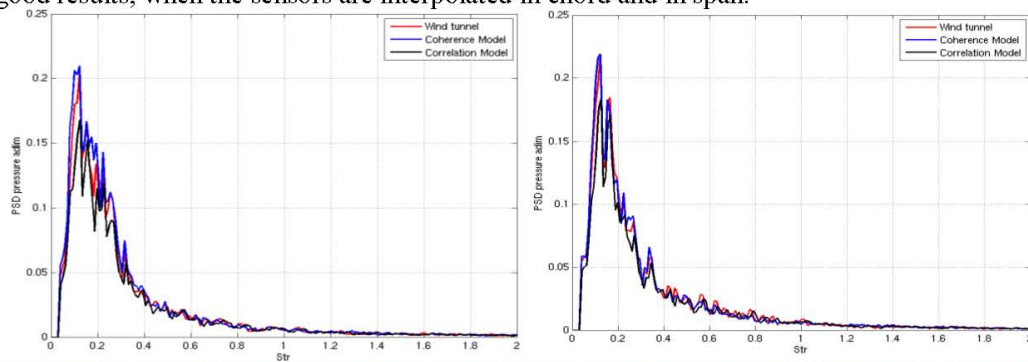


Figure 1: Pressure PSD comparison for two couple of sensors in chord on a T-tail HTP for the validation of the interpolation method

B- Validating the coherence modelling on the HTP

Figure 2 shows a comparison of the unsteady loads obtained with the models and the WTT data. The correlation method is in black, the coherence method in blue and the WTT data in red. The computed unsteady loads obtained for one essay point of the T-tail campaign are shown on the left side; those for one essay point of the Classical HTP campaign on the right side. These results are representative of the results obtained for all the tested cases. In figure 2, the correlation method tends to underestimate the loads at the main buffet frequencies (Strouhal ~ 0.2). On the other hand, the coherence method is able to accurately model the loads in both campaigns. The relative error difference between the two models is also on average quite significant: the RMS relative error observed in the coherence model is around 10% while the RMS relative error of the correlation model is around 20%. The coherence model clearly seems more adapted to the HTP buffeting analysis than the correlation method.

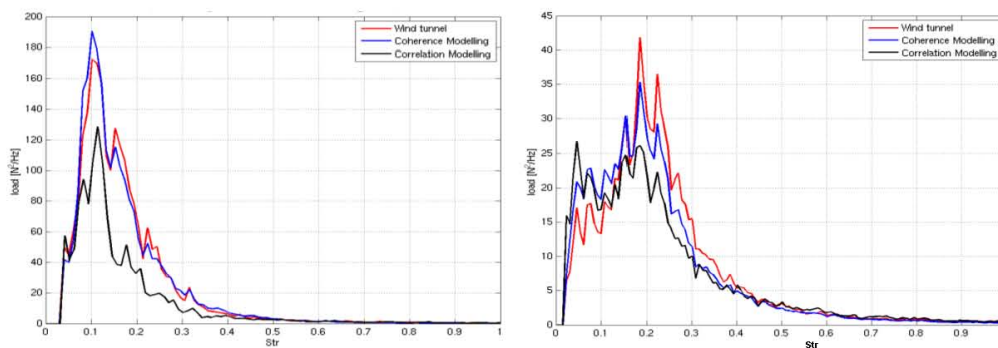


Figure 2: Aerodynamic unsteady loads comparison on the HTP (full model)

Conclusion

A new modelling method for buffeting loads on the HTP is presented in this paper. The analysis made on the WTT showed that the loads are mainly due to the pressure fluctuations inside the separated flow. Thus, a good representation of the phenomena inside this separated flow is necessary to accurately predict the unsteady loads. The results provided by the coherence model are quite good. For all the studied cases, the unsteady loads are also quite accurately predicted compared to the loads modelled via the correlation model. The coherence model has another advantage; this model is simpler and needs less time to estimate the aerodynamic unsteady loads.

Bibliography:

- [1] J. Havas, *Prediction of horizontal tail plane buffeting loads*, IFASD, 2009.
- [2] S. Soumillon, *Phénoménologie et modélisation d'écoulements aérodynamiques instationnaires décollés pour la prévision des phénomènes aéroélastiques liés au tremblement des avions civils*, Thèse Supaero, 2002.
- [3] G.M Corcos, "Resolution of pressure in turbulence", *Journal of the acoustical society of America* vol.35,no.2,pp.192-199,1963.
- [4] J.Max, *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*, Principes généraux, 4th Ed. Masson, 1985.

Annexe E

Article présenté à la conférence IFASD
2012, Bristol (Angleterre)

NEW METHOD FOR HORIZONTAL TAIL PLANE BUFFETING LOAD PREDICTION

Raúl Calderón¹, Benoit Calmels¹, Bertrand Aupoix² and Christophe David³

¹Airbus,
316 Route de Bayonne, Toulouse, France
raul.calderon@airbus.com and benoit.calmels@airbus.com

²ONERA- The French Aerospace Lab
F-31055, Toulouse, France
bertrand.aupoix@onera.fr

³Altran Sud-ouest
4 Avenue Didier Daurat 31700 Blagnac, France
christophe.david@altran.com

Keywords. Buffeting, Unsteady aerodynamics loads, Loads modelling, Coherence model, Correlation model, Horizontal tail plane

Abstract. The buffeting phenomenon limits aircraft flight envelope, generating structural fatigue and creating certification constraints due to the appearance of unsteady aerodynamics loads in the structure of an aircraft. This phenomenon can appear in different places, depending on the flight conditions. As concerns the horizontal tail plane (HTP), buffeting mainly appears at high angles of attack and at low speeds and can be responsible for critical loads on the HTP, creating strong vibrations in the structure. There is thus a strong need to understand the main physics behind this phenomenon to accurately predict the aerodynamics loads on the structure. This paper presents a new approach to correctly model the unsteady aerodynamic loads resulting of the interaction between the wing wake and the horizontal tail plane. The method is based on the Corcos model and is compared to the method developed by Soumillon [1] based on correlation functions. The results obtained by this new model show good agreement with the experimental data.

1 INTRODUCTION

The buffeting phenomenon is the structural response to unsteady aerodynamic loads induced by the presence of unsteadiness in the flow. This phenomenon is responsible for structural fatigue and can induce certification and design constraints on the structure of an aircraft. A deep understanding of this phenomenon is thus necessary to accurately predict the loads generated by this phenomenon. The buffeting phenomenon is currently modelled by a semi-empirical method based on the analysis of unsteady experimental data which is complemented by a sound physical understanding of the phenomenon. This method predicts via correlation functions [1] the fluctuations and correlations between the unsteady pressure sensors to deduce the integrated efforts on a detached surface. A deep analysis of this model showed that, despite the promising results obtained for pylon flow separation cases, the model was not adapted for a detached case analysis due to inconsistencies observed in the wind tunnel tests data used for the development of this method. There is therefore a strong need to develop a whole new model, more physical and accurate, able to provide a more realistic prediction of these loads. The aim of the present work is to introduce a new modelling method based on coherence functions allowing an accurate prediction of the unsteady aerodynamic loads on a HTP during buffeting.

2 AERODYNAMICS PHENOMENON DESCRIPTION

The HTP buffeting is characterized by a structural vibration due to the flow separation on the upper surface of the empennage. This phenomenon generally appears when the aircraft flies at relatively low Mach number and high angle of attack or for configurations with deployed spoilers; typical conditions from emergency descent situations. The HTP buffeting phenomenon was widely studied by Havas [2-3]; the aim was to better understand the flow separation behaviour on the horizontal tail plane of an aircraft. The study was based on two different wind tunnel test campaigns (WTT): one campaign using a classical HTP configuration [3] and another campaign using a T-tail configuration [3]. The results analyzed by Havas [2-3] are briefly summarised in the present section. The flow separation on the HTP usually starts from the tip of the empennage and heads to the internal part of the structure. Figure 1 shows the flow separation on this structure for five different angles of attack for an engine off configuration. In this figure, it can be observed that when the angle of attack is relatively low (e.g. α_0), a small detached bubble appears at the tip of the HTP. When the angle of attack is equal to the stall angle (e.g. α_3 or α_4), the HTP is massively detached, inducing the appearance of strong vibrations on the HTP. This figure suggests that the separation on the HTP is governed by the separation on the wing. Havas explained that the flow separation on the HTP mainly appears when the empennage at high angle of attack is not protected anymore by the downwash. Indeed, when the angle of attack starts to increase, the flow starts to separate on the wing upper surface, which leads to a sudden increase of the local angle of attack on the HTP. The consequence is the appearance of a separation bubble near the leading edge of the empennage due to the recompression of the fluid in that region. The size of this separation bubble can vary according to the angle of attack and/or the extent of the detached region on the upper surface wing; hence a flow separation on the inboard wing will induce a strong detachment on the HTP and a flow separation on the outboard wing will generate a negligible separation on the HTP. The HTP buffeting is also characterized by the presence of strong fluctuations on the horizontal stabilizer leading edge mainly due to the appearance of the separation bubble. Havas showed that these fluctuations tend to decrease quite significantly along the chord. Nevertheless, the correlation between the sensors along this direction remains quite high compared to the correlation along the span direction. Concerning the frequency content of the detached bubble, the HTP buffeting is mainly a low frequency phenomenon.

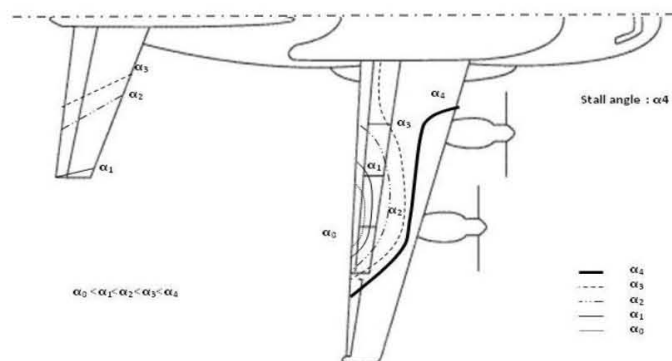


Figure 1: Detached flow surface on the T-Tail HTP (engines off) for five different angles of attack

During the study of both WTT campaigns, Havas also analysed the effect of four different parameters influencing the nature of this phenomenon:

Mach number effect: The buffeting phenomenon on the HTP does not seem to be dependent on the Mach number. No influence was pointed out by Havas on both campaigns. It is nevertheless important to underline that on the studied WTT campaigns, the Mach range was quite limited.

Engine traction effect: On the T-tail campaign, the running engines protect the leading edge mid zone of the wing due to the presence of the propellers influencing the flow separation on the upper surface wing for high angle of attack. Thus, the flow mainly detaches in two regions: at the tip of the wing and near the fuselage contrary to the cases with engines off (figure 1). Hence, when both engines are working, the HTP tends to stall abruptly due to the internal wing flow detachment. On the classical HTP WTT campaign, no engine effect was tested. There is therefore no information regarding the traction impact on the upper wing detached surface for this campaign.

Spoiler effect: On the classical HTP campaign, the spoiler deployment induces the appearance of several three-dimensional turbulent structures that can heavily impact the HTP. These eddies increase the pressure fluctuations on the HTP, generating more vibrations of the structure and potentially damaging it. The impact of spoilers deployment on the HTP is mainly dependent on the angle of attack and also on the angle of the deployed spoilers. This effect was not really observed on the T-tail campaign due to a configuration effect.

Tail configuration effect: On the classical HTP campaign, the deployment of slats and flaps increases the stall angle of the HTP. The evolution of the detachment is also more progressive with deployed high lift systems. On the T-tail campaign, Havas showed that the HTP does not stall when the high lift configuration is deployed. The configuration of the tail also contributes to limit the impact of the spoiler effect. Indeed, when spoilers are deployed on the T-tail configuration, the eddies generated by the spoilers are drawn on those generated by the wing wake due to the high angle of attack needed to detach the HTP. This is not the case for the classical HTP campaign, where spoiler effects have been observed.

3 MODELLING THE BUFFETING PHENOMENON

3.1. Buffeting equation and hypothesis

The buffeting prediction is currently based on a semi-empirical method, combining wind tunnel tests and numerical simulations. The method aims at predicting the dynamic response of the aircraft structure during flight due to the unsteadiness of the flow. To model the buffeting, two phenomena are taken into account: the unsteady aerodynamic loads generated by the natural flow instability (flow detachment, vibration of the shock wave etc...) and the aerodynamic loads created by the structure itself. To enable the creation of a model, the following simplifying assumptions are made:

1. The aerodynamic forces induced by the movement of the structure are not affected by the presence of detachment.
2. The initial aerodynamic excitation (flow detachment, shock wave, etc...) is not affected by the movements of the structure.

Those assumptions can be summarized in the following equation of aeroelasticity:

$$M\ddot{z} + C\dot{z} + Kz = F_{induced\ aerodynamics}(z, \dot{z}) + F_{exci}(t) \quad (1)$$

with M the mass matrix, C the damping matrix, K the stiffness matrix, $F_{induced\ aerodynamics}$ the fluid/structure coupling term and F_{exci} the unsteady loads induced by aerodynamics. The matrices M , K and C can be calculated by numerical simulation of the structure. F_{exci} is insensitive to the vibrations of the structure [4-6], and is therefore considered as independent of $F_{induced\ aerodynamics}$. The above aeroelasticity equation can be transformed into the following expression:

$$M\ddot{z} + C'\dot{z} + K'z = F_{exci}(t) \quad (2)$$

where C' and K' represent the structural variables in the wind containing the $F_{induced\ aerodynamics}(z, \dot{z})$ term. In the prediction method, $F_{exci}(t)$ is determined with the help of a semi-empirical modelling process and is used as an input parameter to predict the buffeting loads on the real aircraft. The semi-empirical modelling of the $F_{exci}(t)$ term is mainly based on WTT campaigns. The modelling is done using the assumption that the Reynolds effects have a negligible influence on the aerodynamic nature of the phenomenon. This assumption was validated by Soumillon [1]. Thus, the aerodynamics phenomenon observed on WTT campaigns can be transposed to the real aircraft via the Owen transposition methodology [7]. The analysis made in the present paper is mainly focused on a new modelling approach developed to model the purely aerodynamics contribution on the structure. Therefore, no structural coupling has been considered in this analysis. To predict the unsteady aerodynamics loads $F_{exci}(t)$, the currently used model will first be briefly described in the following section. The new modelling approach will be detailed in section 3.3.

3.2. Description of the correlation method

The correlation method was developed by Soumillon [1] to mainly model the unsteady aerodynamics loads induced by the wing lower surface flow separation inboard the outer pylon of a four engine aircraft. Indeed, during the first WTT pylon buffeting campaigns, the information obtained with the unsteady pressure sensors was not enough, due to the low number of sensors present on the detached surface of the pylon. Thus a model was needed to fill the initial sensor grid and to be able to accurately predict the unsteady aerodynamics loads on the wing. The reconstitution of these aerodynamics loads was performed by Soumillon in three stages:

- The pressure spectral amplitudes are first interpolated from the experimental data. To do this, the WTT sensors (black dots in figure 2,a) are first used to fill the gaps from the initial grid via an interpolation/extrapolation method in order to obtain the information on the grey dots (figure 2, b). Then, new sections are added via a linear interpolation to fully complete the initial experimental grid (white dots in figure 2, c).

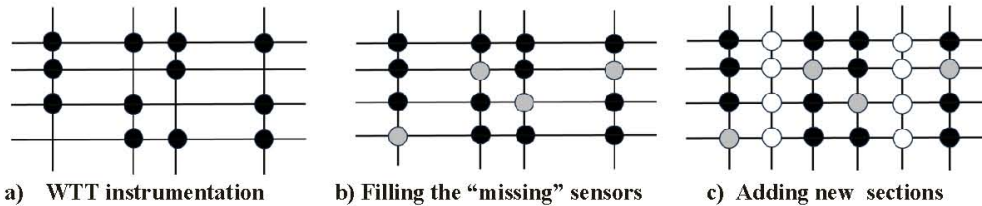


Figure 2: Scheme presenting the interpolation method used in the correlation method

- The spectral amplitudes are related with correlation functions (they will be part of the so called “pressure phase”). Indeed, even if the signals are supposed to be random, the measured pressures are not independent from each other; they follow a well defined scheme that must be taken into account. Soumillon [1] used two correlation functions, one in chord and one in span in order to establish a link between the modelled signals. The correlation functions were defined from the analysis of various wind tunnel tests campaigns. The phases generated from a random matrix are then linked with correlation functions. The unsteady pressure field is finally obtained via an inverse Fourier transform.

$$p_{exci}(t) = IFFT(Amp(f).exp(i\varphi(f))) \quad (3)$$

where $Amp(f)$ represents the pressure spectral amplitudes and $\varphi(f)$ the pressure phase.

- The global loads are calculated by integrating the unsteady modelled pressures over a detached region and scaled to the real aircraft [7]. As the wind tunnel model is usually a rigid model, the spectral amplitudes and the correlations obtained from the WTT are mainly representative of the natural aerodynamics.

3.3. Description of the coherence method

The post-processing of unsteady aerodynamics data needs some knowledge of signal processing. The unsteady pressures are indeed perceived as random variables where some specific characteristics are necessary to be extracted. In order to analyze the data, some mathematical tools were used [8]. In the following section, the main tools used for this analysis are defined.

3.3.1. The Power spectral density (noted PSD)

The PSD is defined by:

$$PSD(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E(\hat{X}_T(f) \cdot \hat{X}_T^*(f)) \quad (4)$$

where E is the expected value, \hat{X}_T the Fourier transform of a T-length signal fragment and \hat{X}_T^* its conjugate. The PSD gives the frequency distribution of the energy in the signal. The PSD is a real positive number.

3.3.2. The Cross spectral density (noted CSD)

The CSD is defined by:

$$CSD(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E(\hat{X}_T(f) \cdot \hat{Y}_T^*(f)) \quad (5)$$

where \hat{X}_T and \hat{Y}_T are the Fourier transform of two different T-length signals fragments. The CSD is a complex number which provides information about the frequency distribution of energy common to the two signals. The CSD matrix at a given frequency (dimension $n \times n$) obtained from n different signals is hermitian and positive-definite, which means that for any vector V (dimension n), the value of $V^T C.V$ is positive and real.

3.3.3. The Coherence function (noted γ)

The coherence function provides the link between two signals in the frequency domain. It is defined by:

$$\gamma_{ij} = \frac{|CSD_{ij}|}{\sqrt{PSD_i PSD_j}} \quad (6)$$

The coherence values between two signals vary between zero and one. When the coherence value is close to one, the signals are strongly dependent, when the value is close to zero the signals are almost independent. The coherence matrix is also hermitian.

3.3.4. Modelling coherences

The objective of this model, which will be called the coherence model, is to predict in a similar manner to the Corcos model [9] the coherences between the unsteady pressure sensors. Thus, the expression of the coherence is defined, by analogy to the Corcos model as:

$$\gamma(f, \Delta x, \Delta y) = e^{-2\pi f \cdot \frac{|\Delta x|}{\alpha_1(f)}} \cdot e^{-2\pi f \cdot \frac{|\Delta y|}{\alpha_2(f)}} \quad (7)$$

with f the frequency, Δx the longitudinal distance between the sensors, Δy the transverse distance between the sensors, α_1 the longitudinal Corcos coefficient and α_2 the transverse Corcos coefficient. It is important to note that computing the Corcos coefficient is necessary to model the coherences between the sensors.

3.3.5. Calculating the Corcos coefficient

The Corcos coefficients can easily be computed from the experimental data obtained in both campaigns. The main parameters needed for their calculations are the coherence values (estimated from wind tunnel test sensors) and the distance between sensors. The Corcos coefficients computed for different test points of the T-tail campaign are plotted in figure 3. The curves obtained in the chord direction are on the left side, the ones in the span direction on the right side. The X-axis represents the Strouhal number, a dimensionless frequency defined by:

$$Str = \frac{f * L}{V} \quad (8)$$

where f is the frequency, L a reference length and V the flow velocity. Two characteristics of the Corcos coefficients can be observed from this figure:

- The curves are similar to a log curve from the shape for both campaigns. This can be clearly observed in figure 3 for both directions. It is important to underline that the values above Strouhal=0.5 are not always reliable. Thus, when the Corcos values cannot be computed correctly for higher frequencies, the values are considered as constant.
- The different Corcos coefficient curves are similar not only in terms of shape but also in terms of values in the region close to the main buffet frequencies (Strouhal 0.1-0.3). Hence, two “main Corcos coefficients” can be defined from all these curves, one for the chord direction and one for the span direction. These two coefficients are defined as the average value of the Corcos coefficient shown in figure 3. It is important to note

that the relative error obtained between the averaged Corcos coefficient and the Corcos coefficients estimated at each test point is quite low in the region close to the main buffet frequency (about 10%).

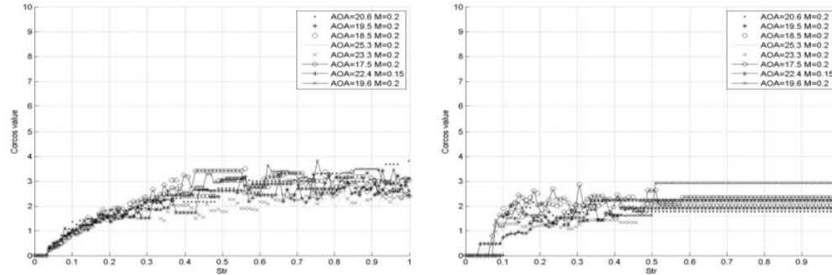


Figure 3: Corcos coefficients in chord (left) and in span (right) for different test points

To go a little bit further concerning the definition of the Corcos coefficients, a comparison was also made between the Corcos coefficients calculated on the T-tail campaign and the classical HTP campaign. The results are shown in figure 4, in which the Corcos coefficients for the T-tail campaign in the chord direction (on the left) and the span direction (on the right) are plotted versus the Strouhal number. All the coefficients have almost similar values at the main buffet frequencies. This result is even more surprising as the HTP geometries between those two campaigns are very different. Hence, it seems possible to consider for the HTP cases the existence of an “universal” Corcos coefficient which can be used to model the coherences between the sensors of different HTP geometries under different conditions. Nevertheless, this last assumption is for the moment difficult to validate due to the fact that only two campaigns were used to make this assumption. A third well instrumented campaign would therefore be needed to corroborate or not this last observation.

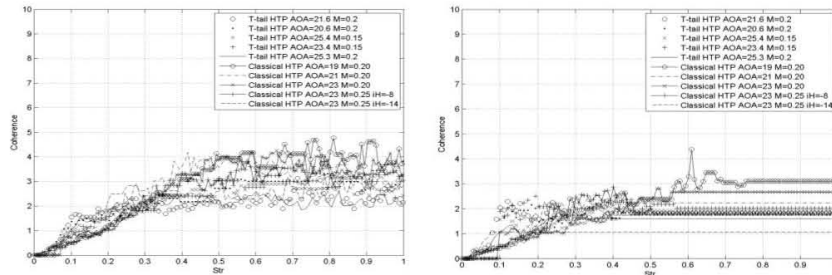


Figure 4: Corcos coefficients in chord (left) and in span (right) for different campaigns

The comparison made between the averaged Corcos coefficients of the T-tail campaign and the classical HTP campaign did not show huge differences. The relative errors estimated between these two averaged coefficients were not significant, about 10% at the main buffet frequency. As the universal Corcos coefficient assumption is not totally confirmed, the Corcos coefficient values used in the coherence model will therefore be the averaged values for each specific campaign. The expression of these coefficients is:

In chord,

$$\alpha_1(f) = -\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \frac{1}{\ln(\gamma_k(f, \Delta x))} * 2\pi * f * |\Delta x| \quad (9)$$

In span,

$$\alpha_2(f) = -\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \frac{1}{\ln(\gamma_k(f, \Delta y))} * 2\pi * f * |\Delta y| \quad (10)$$

where n represents the number of test points considered for one campaign, Δx the longitudinal distance of sensors in chord, Δy the transverse distance of sensors in span, f the frequency and γ_k the coherences between the sensors. It is important to note that the Corcos coefficients are just dependent on the frequency because the curve $\ln(\gamma_k(f, \Delta x))$ vs. $|\Delta x|$ (respectively $\ln(\gamma_k(f, \Delta y))$ vs. $|\Delta y|$) follows a linear pattern.

3.3.6. Modelling phases

The analysis of the phase lag for the T-tail campaign and the classical HTP campaign shows that this variable is linearly dependent on the frequency. This dependency is basically attributed to the convection of vortices in the detached zone at the propagation speed V_p . The phase lag thus depends on three parameters: the propagation speed V_p , the vortex frequency and the propagation direction. The phase can be expressed as:

$$\varphi = \frac{2\pi \cdot f \cdot D}{V_p} \quad (11)$$

where f is the frequency, D is the distance between the sensors in the convection direction and V_p the vortex propagation speed in the same direction. To model the phase lag, an accurate prediction of the propagation speed is necessary.

3.3.7. Calculating the propagation speed

The measure of the phase lag between two sensors is important to determine the propagation speed of vortices in the detached flow. Thus a good estimate of the phases will provide an accurate prediction of the propagation speed. Two assumptions were made to model the signal phase lags:

- The unsteady information goes along the two directions; the chord and the span directions.
- The propagation speed along each directions (x and y direction) is uniform over the whole detached surface (independent of the sensor location)

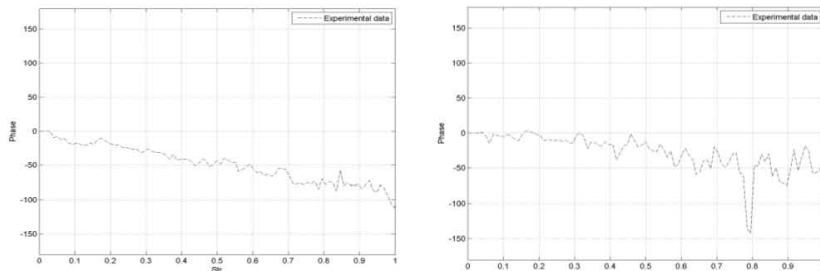


Figure 5: Phase lag between sensors in chord (left) and sensors in span (right)

Figure 5 gives a validation of the first assumption which shows the phase lag between two sensors located at the same chord section (on the left) and two sensors positioned at the same span section (on the right). As the main buffet frequency values are below a Strouhal number equal to 1, the analysis is done for dimensionless frequencies below this value. A linear dependency between the phases and the frequency in chord and in span is observed in this picture. This linear dependency in span is less clear due to the low coherences between the sensors in span. Additionally, it can be observed that the slope of the measured phase in chord is larger than the slope of the measured phase in span (in absolute value); the propagation speed in chord seems to be less significant than the propagation speed in span and this for equivalent distances between sensors. This observation will also need to be accounted for in the modelling. Concerning the validation of the second assumption, an analysis of the convection speed showed that the propagation speed in chord is nearly uniform over the whole detached surface. In reality, the propagation speed is globally increasing from the leading edge to the trailing edge, but the variations can be neglected as the values do not change significantly. As concerns the span, this assumption has been much more difficult to validate due to the low coherences between sensors. Thus, to make the model simpler, the spanwise “propagation speed” will also be considered as uniform in space.

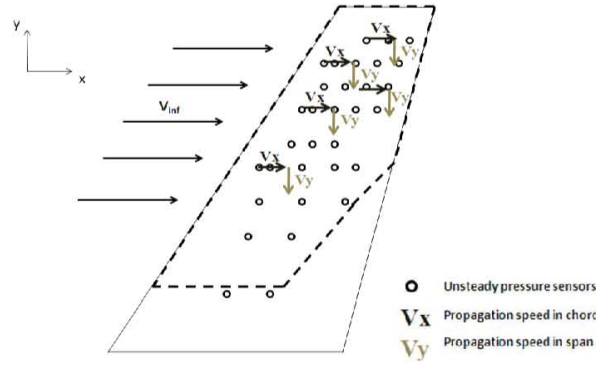


Figure 6: Propagation speed components on the HTP

A synthesis of the two assumptions is shown in figure 6 where V_x represents the propagation speed of vortices along the chord direction and V_y the propagation speed of vortices along the span direction. The phases lag between two signals is then modelled as:

$$Phase = 2\pi * f * \left(\frac{\Delta x}{V_{p_x}} + \frac{\Delta y}{V_{p_y}} \right) \quad (12)$$

3.3.8. Computation of loads

The unsteady loads are obtained from the pressure cross spectral density as:

$$PSD_{Loads}(f) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N [CSD_{ij} \cdot \vec{S}_i \vec{S}_j] \quad (13)$$

where the pressure cross spectral density matrix is modelled as :

$$CSD_{ij} = \gamma_{ij} \sqrt{PSD_i PSD_j} \cdot e^{i\varphi(f)} \quad (14)$$

and S a vector representing the surface associated to the corresponding unsteady pressure sensors located in the detached flow. In the CSD expression, φ represents the phase lag between the unsteady pressure sensors.

3.3.9. Advantages of the new model

The new model has many advantages compared to Soumillon's model:

- The coherence model does not need to compute as many Fourier and inverse Fourier transforms as the correlation model. Therefore, the coherence model is definitively less time consuming than the correlation model.
- Those Fourier transforms can also impact the final result accuracy. Indeed, the numerical error induced by those transformations is much higher for the correlation model than for the coherence model.

4 RESULTS AND VALIDATION

The modelling validation on the horizontal tail plane separation case is based on the two WTT campaigns used by Havas to analyze the HTP buffeting. The validation methodology is divided into three parts:

- Validation of the unsteady pressure PSD interpolation model: The idea is to take away from the initial grid some sensors in order to compute at the same location the unsteady pressures spectra using the interpolation model. The results are then compared to the experimental data in order to verify whether the interpolation model is accurate or not.
- Validation of the coherence model: To validate this model, a comparison of the coherences values from unsteady pressure sensors is done between the model and the WTT data. During this phase of validation, the autospectra are not modelled in order to make sure that only the coherence model is been validated.
- Validation of the aerodynamic unsteady loads: This part belongs to the last step of the methodology. The aim is to apply and verify the full process (the interpolation model for PSD unsteady pressure and the new coherence model) using the same number of sensors as in the WTT data. A comparison with the correlation modelling will also be done. It is important to note that in order to recreate the data and to validate the model, existing sensors in the detached surface are needed.

4.1. Validating the pressure PSD modelling

The methodology used for the PSD modelling in the coherence model is similar to the one developed by Soumillon. The main difference between the coherence and the correlation model is that instead of using a simple linear interpolation to estimate the pressure PSD amplitudes in chord and in span as in the correlation model, a cubic interpolation is made in chord and a linear interpolation in span. Indeed, a study on the interpolation model showed that the cubic interpolation in chord was able to give more accurate PSD values than the linear interpolation. This is absolutely normal due to the fact that the PSD amplitudes decrease in a

non-linear way in chord. This is also the main reason why a linear interpolation was sometimes overestimating the PSD values between some sensors. The results obtained by this modified model are shown in figure 7. These results are representative of the results obtained for all the tested cases. The PSD curves are plotted for two different models and the WTT data. Both models give in general quite good results, when the sensors are interpolated in chord and in span. Nevertheless, it has been noticed that there is some interpolation problems on the tip of the HTP due to a pressure drop at the tip that cannot be predicted by the model.

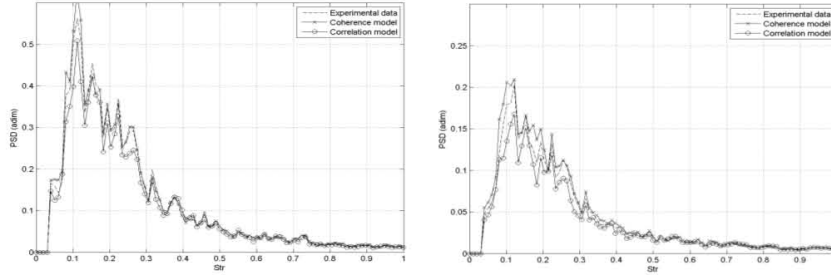


Figure 7: Pressure PSD comparison on the HTP for two sensors in chord. On the left (respectively, on the right) a PSD comparison between the models and WTT data for a sensor located at the leading edge (respectively, at the trailing edge)

4.2. Validating the coherence modelling

4.2.1. Calculating the coherence modulus

By definition, the coherences provide the link between two signals in the frequency domain, thus a proper prediction of the coherences between sensors will allow not only to reproduce much more accurately the physics of the buffeting phenomenon but also to provide an accurate prediction of the unsteady aerodynamics loads on HTP during buffeting conditions. In this first part of the coherence modelling validation, a comparison of the values of this coherence function between the sensors is done in order to assess whether the coherence model gives or not a good approximation of the WTT data.

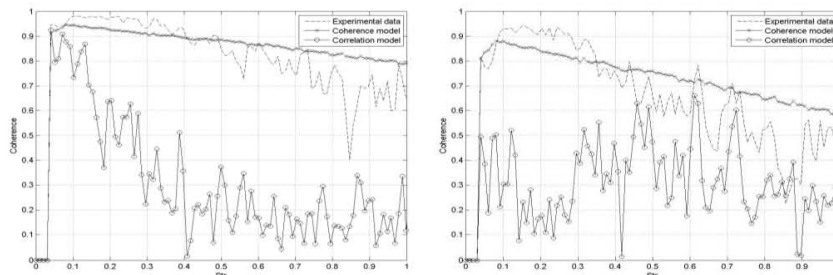


Figure 8: Coherence modulus between two couples of sensors in chord. On the left (respectively, on the right) a coherence comparison between the models and WTT data for a couple of sensor located at the leading edge (respectively, at the trailing edge)

In figure 8, the models and the WTT data for two couples of sensors in the same chord in the T-tail campaign are compared versus the Strouhal number. These results are representative of the results obtained for all the tested cases. It can be observed from this figure that the correlation model underestimates the coherence modulus values between the sensors, especially in the region of the main buffet frequencies. This basically means that the link between the sensors disappears quickly with the distance and the frequencies. On the other

hand, the coherence model seems to give quite good results for the buffeting main frequencies, even if the values are a little bit underestimated. Nevertheless, the model overestimates the WTT coherence values at higher frequencies (above $St=1$). This is not really a problem as the main studied frequencies are located below $St=0.5$.

4.2.2. Calculating the phases

The phase lag modelling is also important as it provides important information about the propagation direction of the vortices and their velocity. In figure 9, a comparison of the phase lags is done between the two models and the WTT data. The figure on the left and right sides respectively represent the phase lag between two sensors in chord and two sensors in span. These results are representative of the results obtained for all the tested cases. Concerning the WTT data, the phase lag between the sensors is linear for both directions. Nevertheless, the magnitude of the slope is more accurately predicted in chord than in span due to the high coherences in chord. The correlation model in figure 9 does not give any good prediction of the phase lag between the sensors in chord and in span. This has actually been noticed in all the studied test points for both campaigns. The correlation modelling does not seem to take into account the fact that there is a chordwise propagation of vortices in the detached surface and considers that the sensors in span are all in phase, which does not really seem to be the case if special attention is paid to the WTT curve in the figure 9 (on the right). On the other side, the coherence model gives quite accurate results. Indeed, the slope of the phase lag is respected and the direction of propagation too.

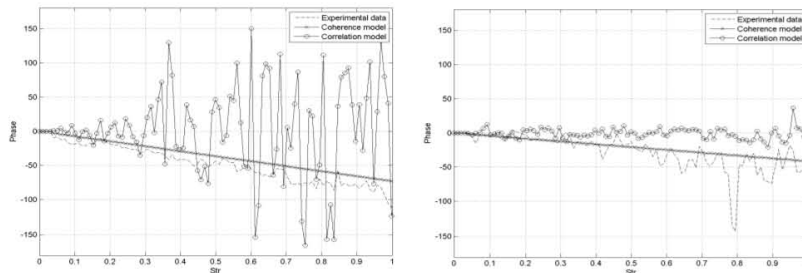


Figure 9: Phase lag between sensors in chord (left) and sensors in span (right)

Thus, the coherence model seems to predict more accurately the physical phenomenon inside the HTP detached surface. This will obviously have a direct impact in the calculation of the unsteady loads.

4.2.3. Calculating the cross spectral density function

The main important parameter for the unsteady loads calculation, as shown in the theoretical part, is the CSD real part. The loads on the structure can be directly calculated with this value. Thus an accurate modelling of this term is crucial to obtain a correct unsteady load prediction. In figure 10, a comparison of the CSD real part values is done between the two models and the WTT data. The curves are plotted for a couple of sensors located in a region close to the leading edge (on the right) and in a region close to the trailing edge (on the left). The correlation model shown in figure 10 tends to underestimate the CSD real part value in chord especially at the main buffet frequencies. The same results are observed in span. Hence, if the CSD modelling is not accurate, the correlation model will not give any good prediction of the unsteady aerodynamic loads on the HTP. On the other side, the coherence model tends to

slightly overestimate the CSD real part values for the main buffet frequencies; nevertheless the results are still quite accurate compared to the correlation model.

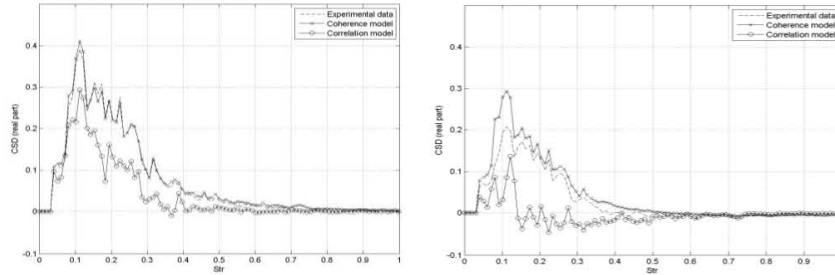


Figure 10: Cross spectral density curves (real part) in chord for two couples of sensors. On the left (respectively, on the right) a CSD comparison between the models and WTT data for a couple of sensor located at the leading edge (respectively, at the trailing edge)

4.3. Validating the unsteady aerodynamics loads

Figure 11 shows a comparison of the unsteady loads obtained with the models and the WTT data. The computed unsteady loads obtained for one test point in the T-tail campaign are shown on the left side; the computed loads obtained for one test point in the classical HTP campaign are shown on the right side. These results are representative of the results obtained for all the tested cases. The unsteady loads computed with the coherence model are obtained by combining the two previous methods (PSD interpolation model and coherence model). In figure 11, the correlation model tends to underestimate the loads in the T-tail campaign and the classical HTP campaign at the main buffet frequencies. This is a consequence of the problems already observed in the CSD and coherence predictions. On the other hand, the coherence model is able to accurately model the loads in both campaigns. This is a consequence of what was previously observed with the coherence model. The difference between the relative errors given by the two models is on average quite significant: the RMS relative error observed for the coherence model is about 10% while the RMS relative error of the correlation model is about 20%. The coherence model clearly seems more adapted to the HTP buffeting analysis than the correlation model.

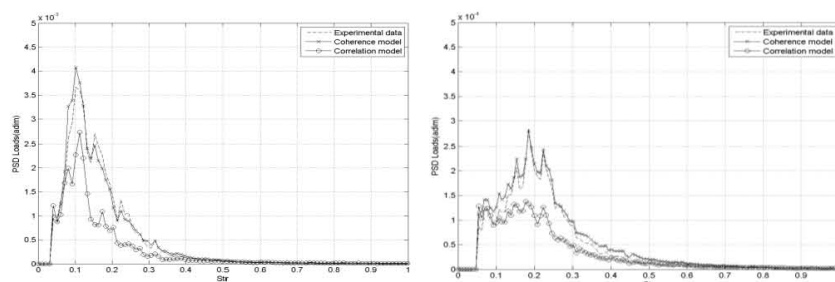


Figure 11: Aerodynamic unsteady loads comparison on the HTP (full model). On the left the results on a T-tail, on the right the results on a classical HTP

5 CONCLUSION

A new model for the buffeting loads computation on the HTP is presented in this paper. The reconstitution of these loads is performed in three stages: the pressure amplitudes are first built with simple interpolation functions, coherence functions are then used to correlate the

different modelled signals to each other. The global loads are finally calculated by integrating the unsteady modelled pressures over a detached region. The correlation model has shown, on the one hand, difficulties to accurately represent the phase lag and the coherence values on the HTP. The unsteady loads were also poorly modelled with no exception. The relative error calculations confirm this observation. On the other hand, the results obtained with the coherence model are rather good. The coherences and the phase lags between the sensors are well modelled on the HTP. The unsteady loads are for all the studied cases quite accurately predicted compared to the loads modelled via the correlation model (less than 10% of relative error between WTT data and the coherence model). In addition, the coherence model has another advantage; it is simpler and needs less time to estimate the unsteady loads. The coherence model has moreover been able to show the possible existence of a universal coefficient called the Corcos coefficient. This coefficient is considered in this paper as independent of the WTT conditions. Nevertheless further assumptions can still be done. In order to achieve this goal, additional studies need to be done to prove that the coefficients could be independent of the HTP configuration.

6 REFERENCES

- [1] Soumillon, S. (2002). *“Phénoménologie et modélisation d’écoulements aérodynamiques stationnaires décollés pour la prévision des phénomènes aéroélastiques liés au tremblement des avions civils”*, Thèse Supaero.
- [2] Havas, J. (2009). *“Prediction of horizontal tail plane buffeting loads”*, IFASD.
- [3] Havas, J. (2010). *“Modélisation des efforts aérodynamiques stationnaires pour la prévision des phénomènes aéroélastiques liés au tremblement d’avion civils”*, Thèse ISAE.
- [4] Försching, H. (1990). *“Unsteady aerodynamic forces on an oscillating wing at high incidences and flow separation”*, AGARD, Aircraft dynamic loads due to flow separation (AGARD-CP-483).
- [5] Bublitz, P., and Zingel, H. (1990). *“Experimental Investigation of buffet excitation forces on a low aspect ratio trapezoidal half wing in incompressible flow”*, AGARD, Aircraft Dynamic loads due to flow separation, (AGARD-CP-483).
- [6] Zingel, H. (1990). *“Experimental investigation and semi-empirical prediction of the dynamic response of a low aspect ratio trapezoidal wing due to flow separation”*, AGARD, Aircraft Dynamic loads due to flow separation, (AGARD-CP-483).
- [7] Owen, T. (1958). *“Techniques of pressure fluctuation measurements employed in the RAE low-speed wind tunnels”*, AGARD, R-172.
- [8] Max, J. (1985). *“Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques”*, Principes généraux, 4th Ed. Masson.
- [9] Corcos, G.M. (1963). *“Resolution of pressure in turbulence”*, Journal of the acoustical society of America vol.35, no.2, pp.192-199.